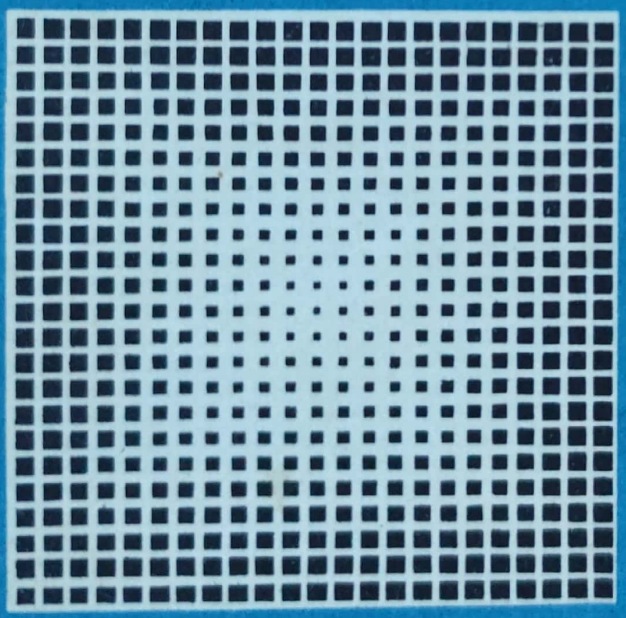
I. Spânulescu
O. Birău
A. Bódi
P. Cioară
I. Mușcutariu
R. Pârvan

ELECTRONICĂ

Pentru perfecționarea profesorilor



EDITURA DIDACTICĂ
ȘI PEDAGOGICĂ – BUCUREȘTI

Scanned with OKEN Scanner

I. Spânulescu

O. Birău A. Bódi P. Cioară

I. Mușcutariu R. Pârvan

ELECTRONICA

Pentru perfecționarea profesorilor

EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ
BUCUREȘTI — 1983

Scanned with OKEN Scanner

PREFAȚĂ

În ultimii 20 — 25 de ani electronica a cunoscut o foarte puternică dezvoltare în special prin utilizarea pe scară tot mai largă a circuitelor integrate de diferite tipuri și a dispozitivelor microelectronice. Un rol deosebit de important în această dezvoltare explozivă l-a avut și îl are fizica ale cărei legi și descoperiri stau la baza dezvoltării tuturor disciplinelor tehnico-aplicative deci și a electronicii. Începînd cu experiențele lui Hertz asupra undelor electromagnetice, cu legile emisiei termoelectronice și inventarea și utilizarea tuburilor electronice, descoperirea aproape a tuturor principiilor, dispozitivelor și realizările din electronica modernă sînt rezultate ale cercetărilor de fizică efectuate în diferite laboratoare din lume. Se pot enumera aici, în continuarea celor menționate mai sus, descoperirea telefoniei, telegrafiei, radioului, televiziunii, înregistrării magnetice, inventarea tranzistorului în 1948, a circuitelor integrate în 1959, precum și dispozitivele mai recente cum sînt dispozitivele optoelectronice (laseri, 1960, diode luminiscente, fotoreceptori, fotocuplori etc.), dispozitive Gunn (1963), dispozitivele Ovshinski, dispozitivele tunel și Josephson, superrețelele, dispozitivele cu cuplare de sarcini, memorii semiconductoare și cu bule magnetice, comunicații pe fibre optice, microprocesoare (1971), sensori de imagini și multe altele.

La rîndul lor, metodele, aparatele și instalațiile electronice moderne au contribuit într-o mare măsură la dezvoltarea diferitelor domenii ale fizicii, la realizarea unor măsurări complexe, de mare precizie și fineță în special în domeniul nuclear, al fizicii corpului solid, opticii, biofizicii, cercetărilor spațiale etc. Astfel, pentru fizician obiectul „electronica" a devenit tot atît de important ca și matematica fără de care fizica modernă nu poate opera.

Avînd în vedere extraordinara dezvoltare a electronicii și pătrunderea ei în toate domeniile de activitate științifico-tehno-industriale și economico-sociale, este imperios necesar ca să se pună la îndemîna profesorilor de fizică și în general a fizicienilor o lucrare care să cuprindă principiile fizice care stau la baza construcției și funcționării diferitelor dispozitive și circuite electronice de mare aplicabilitate. Lucrarea de față își propune să răspundă nevoii de informare și completare a cunoștințelor în domeniul electronicii a profesorilor de fizică, cuprinzînd principalele teme de fizica semiconductorilor și electronicii din programa analitică a cursurilor de perfecționare a personalului didactic și a cursurilor pentru profesorii de gradul II. Pentru o mai completă documentare, autorii s-au străduit să introducă unele paragrafe și teme suplimentare la un nivel matematic accesibil pentru absolvenții de facultate din ultimii 8 — 10 ani; în cadrul cursurilor de perfecționare vor putea fi recomandate spre studiu doar

Scanned with OKEN Scanner

temele prevăzute în programă la nivelul cerut de cadrele care predau respectivele teme. Restul problemelor tratate apar a fi facultative. Capitolele 4, 6, 7 și 8 au fost introduse pentru informarea profesorilor, avînd în vedere dezvoltarea rapidă a microelectronicii. Astfel, nu puteau fi omise din această carte dispozitivele electronice moderne de tip CCD, I^2L, celulele solare — o mare speranță pentru obținerea de energie electrică pe cale nepoluantă (conversia fotovoltaică) — circuitele integrate și nu în ultimul rînd microprocesoarele, care actualmente au pătruns în aproape toate aplicațiile moderne ale electronicii, în activitatea economico-socială în general.

Deși se adresează în primul rînd fizicienilor și în special profesorilor de fizică, prin conținutul său, considerăm că lucrarea de față poate fi consultată și de alte categorii de cititori cum sînt inginerii, tehnicienii, specialiștii din domeniul microelectronicii, fizicii corpului solid, opticii, energeticii etc., precum și de toți care sînt interesați în cunoașterea problemelor actuale ale electronicii moderne.

I. SPÂNULESCU

Scanned with OKEN Scanner

CUPRINS

Capitolul 1. STAREA SOLIDĂ 9

1.1. Rețea cristalină. Tipuri de rețele 9
1.1.1. Reprezentarea rețelei cristaline 9
1.1.2. Celula unitate 10
1.1.3. Rețele Bravais 11
1.1.4. Reprezentarea nodurilor, direcțiilor și planelor în cristalografie 12
1.1.5. Rețeaua inversă 13
1.2. Vibrațiile rețelei unidimensionale simple 14
1.2.1. Ecuația de mișcare 14
1.2.2. Zone Brillouin 17
1.2.3. Condițiile de ciclicitate Born-Von Kárman 18
1.3. Vibrațiile rețelei unidimensionale compuse 20
1.4. Ecuația clasică de mișcare în cazul rețelei tridimensionale compuse 23
1.5. Coordonate normale. Fononi 27
1.6. Energia electronilor în cristal. Masă efectivă 30
1.7. Semiconductori intrinseci și extrinseci 33

Capitolul 2. FENOMENE DE TRANSPORT ÎN CORPUL SOLID (CONDUCTIBILITATE, EFECTE GALVANOMAGNETICE, TERMOELECTRICE ȘI TERMOMAGNETICE) 35

2.1. Statistica purtătorilor de sarcină 35
2.1.1. Densitățile de stări pentru electroni și goluri din benzile energetice 35
2.1.2. Distribuția electronilor după vectorul de undă și după coordonatele spațiale 38
2.2. Concentrația purtătorilor de sarcină în semiconductori intrinseci 40
2.3. Concentrația purtătorilor de sarcină în semiconductori cu impurități 43
2.4. Ecuația de transport a lui Boltzmann 49
2.5. Conductibilitatea electrică și termică (cristal izoterm în cîmp electric) 54
2.6. Efecte termoelectrice, galvanomagnetice și termomagnetice. Aplicații 59
2.6.1. Efecte termoelectrice (efectele Seebeck, Peltier și Thomson) 59
2.6.2. Efecte galvanomagnetice (efectul Hall și efectul magnetorezistiv) 61
2.6.3. Efecte termomagnetice (efectele Nernst și Righi-Leduc) 64

Capitolul. 3. DIODE SEMICONDUCTOARE ȘI TRANZISTORI 65

3.1. Curenți de cîmp (de drift) și de difuzie în semiconductori 65
3.2. Diode semiconductoare 68
3.2.1. Contactul metal-semiconductor. Diode Schottky 68
3.2.2. Diode semiconductoare cu joncțiuni $p-n$ 68

Scanned with OKEN Scanner

3.3. Parametrii diodei și schema echivalentă 79
3.4. Tipuri de diode 81
3.4.1. Diode redresoare 81
3.4.2. Diode detectoare de înaltă frecvență 82
3.4.3. Diode stabilizatoare de tensiune (diode Zener) 83
3.4.4. Dioda varactor 83
3.4.5. Dioda tunel (Esaki) 84
3.4.6. Diode Schottky 86
3.5. Tranzistori unipolari cu efect de cîmp 86
3.5.1. Tranzistorul cu efect de cîmp cu poartă joncțiune (TEC-J) 86
3.5.2. Tranzistorul cu efect de cîmp cu poartă izolată, de tip metal-oxid-semiconductor (MOS) cu canal inițial 90
3.5.3. Tranzistori MOS cu canal indus 92
3.5.4. Parametrii de semnal mic ai tranzistorilor unipolari 95
3.6. Tranzistori bipolari cu joncțiuni $p-n$ 97
3.6.1. Principiul de funcționare și parametrii tranzistorului bipolar 97
3.6.2. Caracteristicile statice ale tranzistorilor bipolari cu joncțiuni 100
3.6.3. Schema echivalentă de semnal mic a tranzistorului bipolar (model liniar) 103
3.7. Tranzistori cu cîmp intern (tranzistori drift) 105
3.8. Metode de fabricare a dispozitivelor semiconductoare 107
3.8.1. Obținerea tranzistorului $p-n-p$ din germaniu, prin aliere 107
3.8.2. Obținerea diodelor din siliciu, prin dublă difuzie 108
3.8.3. Realizarea tranzistorului planar $n-p-n$ 109
Capitolul 4. DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE SPECIALE 113
4.1. Tranzistori unijoncțiune (TUJ) 113
4.2. Dispozitive semiconductoare de tipul $p-n-p-n$. Tiristor. Triac 114
4.3. Dispozitive Gunn 117
4.4. Dispozitive fotoelectrice și optoelectronice 120
4.4.1. Dispozitive fotoemițătoare 121
4.4.2. Dispozitive fotoreceptoare 125
4.4.3. Dispozitive optoelectronice 131
4.5. Dispozitive acustoelectronice 134
4.5.1. Dispozitive acustoelectronice pasive 135
4.5.2. Dispozitive acustoelectronice active 136
Capitolul 5. CIRCUITE ELECTRONICE 138
5.1. Circuite de redresare și filtrare 138
5.1.1. Redresorul monofazat monoalternanță 138
5.1.2. Redresor monofazat dublă alternanță 140
5.1.3. Redresor monofazat în punte și redresor cu dublare de tensiune 141
5.1.4. Circuite de filtrare a tensiunii redresate 142
5.2. Stabilizatoare electronice 145
5.2.1. Stabilizatoare de tensiune 145
5.2.2. Stabilizatoare de curent. Prezentare generală 148
5.3. Oscilatoare (Generatoare de semnal) 149
5.3.1. Considerații generale 149
5.3.2. Oscilator LC 151
5.3.3. Oscilator RC 153
5.3.4. Oscilator cu cristal 154
5.4. Modulația și demodulația semnalelor 154
5.4.1. Modulația de amplitudine 154
5.4.2. Modulația de frecvență 156

Scanned with OKEN Scanner

5.4.3. Demodularea semnalelor modulate în amplitudine 159
5.4.4. Demodularea semnalelor cu modulare de frecvență 160
5.5. Polarizarea etajelor de amplificare cu tranzistori. Stabilizarea termică 160
5.5.1. Dreptele de sarcină statică (DC) și dinamică (AC) 161
5.5.2. Stabilizarea și compensarea termică 162
5.6. Amplificatoare cu tranzistori 165
5.6.1. Clasificare. Caracteristici generale 165
5.6.2. Amplificator cu mai multe etaje (în cascadă) 167
5.6.3. Amplificatoare de joasă frecvență și de curent continuu 169
5.6.4. Amplificatoare de înaltă frecvență. Reacție negativă 173
5.6.5. Amplificatoare de putere. Clase de funcționare 177
5.6.6. Amplificatoare cu performanțe speciale 181
Capitolul 6. CIRCUITE INTEGRATE LOGICE 184
6.1. Circuite integrate. Clasificare. Unele considerații tehnologice 184
6.1.1. Circuite hibride și cu straturi subțiri 184
6.1.2. Circuite integrate semiconductoare (monocip) 189
6.2. Circuite logice combinaționale 195
6.2.1. Elemente de algebră Boole 195
6.2.2. Circuite logice fundamentale realizate cu componente electronice discrete 198
6.3. Circuite logice integrate combinaționale 205
6.4. Circuite integrate logice secvențiale 213
6.4.1. Circuite de comutație regenerative (circuite basculante) 213
6.4.2. Circuite basculante bistabile de tip $R-S$ în construcție integrată 216
6.4.3. Circuite basculante bistabile de tip D, T și $J-K$ 218
Capitolul 7. MICROPROCESOARE 223
7.1. Circuite integrate complexe utilizate în tehnica de calcul electronic 223
7.1.1. Porți logice cu colector în gol. Magistrale 223
7.1.2. Codificatori și decodificatori 228
7.1.3. Numărătoare electronică. Registre 233
7.2. Memorii semiconductoare integrate 240
7.3. Microprocesoare. Arhitectură internă 248
7.3.1. Calculatoare electronice numerice. Considerații generale 248
7.3.2. Arhitectura internă a microprocesoarelor 253
7.4. Considerații tehnologice. Tipuri de microprocesoare 256
7.5. Sisteme cu microprocesoare 259
Capitolul 8. CIRCUITE INTEGRATE LINIARE 264
8.1. Etaje diferențiale de amplificare 264
8.1.1. Introducere 264
8.1.2. Calculul amplificatoarelor diferențiale 266
8.2. Amplificatoare operaționale integrate 270
8.2.1. Etaje diferențiale cu tranzistori compuși (în montaj Darlington) și super-beta 270
8.2.2. Etaje de deplasare a nivelului de curent continuu 272
8.3. Amplificatoare operaționale cu reacție. Circuite fundamentale cu amplificatoare operaționale integrate 273
8.3.1. Funcția de transfer pentru amplificatoare operaționale cu reacție 273
8.3.2. Amplificatoare operaționale în calculatoare electronice analogice 277
8.4. Tipuri de amplificatoare operaționale integrate 279
ANEXE 289

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul 1. STAREA SOLIDĂ

1.1. REȚEA CRISTALINĂ. TIPURI DE REȚELE

1.1.1. REPREZENTAREA REȚELEI CRISTALINE

Caracteristicile stării cristaline fiind ordonarea la distanță a particulelor și existența legăturilor stabile între o particulă și vecinii săi, rezultă că din punct de vedere matematic acest mediu ni-l putem reprezenta sub forma unei rețele spațiale de puncte, rețea ce se obține prin înlocuirea fiecărei particule (din rețeaua cristalină) cu un punct. Această nouă rețea derivată din cea reală o vom denumi simplu „rețea".

Punctele ce alcătuiesc rețeaua le vom denumi noduri.

Dacă reducem problema la o singură dimensiune avem de-a face cu o rețea liniară sau un șir reticular definit ca un șir de noduri ce se repetă echidistant.

Această repetare succesivă a nodurilor de-a lungul șirului reticular poate fi descrisă vectorial de

$$\mathbf{r}_{n_1} = n_1\mathbf{a}_1, \qquad 1.1.1$$

unde $\mathbf{r}_{n_1}$ este vectorul de poziție al celui de al n_1-lea nod, $\mathbf{a}_1$ este translația elementară, adică vectorul de poziție al celui mai apropiat nod de nodul origine, iar n_1 este un număr întreg (fig. 1.1). Modulul translației elementare îl vom denumi perioadă a șirului. În cazul rețelei bidimensionale repetarea periodică are loc după două dimensiuni fiind nevoie de două translații elementare $\mathbf{a}_1$ și $\mathbf{a}_2$.

Vectorul de poziție al unui nod din rețeaua plană va avea forma

$$\mathbf{r}_{n_1n_2} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 \qquad 1.1.2$$

unde n_1 și n_2 sînt numere întregi.

Rețeaua spațială o putem imagina ca repetarea periodică, de perioadă $\mathbf{a}_3$ a rețelei bidimensionale după cea de a treia dimensiune.

Astfel vectorul de poziție pentru un nod al rețelei spațiale va avea forma

$$\mathbf{r}_{n_1n_2n_3} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3 \qquad 1.1.3$$

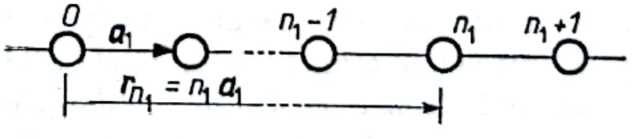


Fig. 1.1

unde n_1, n_2, n_3 sînt numere întregi.

Translația elementară $\mathbf{a}_3$ va suprapune rețeaua bidimensională de translații $\mathbf{a}_1$ și $\mathbf{a}_2$ peste o altă rețea bidimensională ce se află paralelă cu ea (fig.1.2).

Dacă ne-am imagina un mic observator ce s-ar afla într-un nod al rețelei și ar fi capabil să sară dintr-un nod în altul, acesta nu ar distinge nici o deosebire, deoarece fiecare nod va manifesta aceeași vecinătate. Vectorii

Scanned with OKEN Scanner

translațiilor elementare servesc ca axe de referință pentru cristal. Unghiurile dintre vectorii translațiilor elementare, precum și lungimile lor depind de cristalul considerat.

1.1.2. CELULA UNITATE

Anterior am observat că rețeaua spațială se poate genera repetînd periodic după cea de-a treia dimensiune o rețea plană generată de translațiile elementare $\mathbf{a}_1$ și $\mathbf{a}_2$. Deci ceea ce este adevărat într-un plan va fi adevărat pentru toate planele paralele cu acesta.

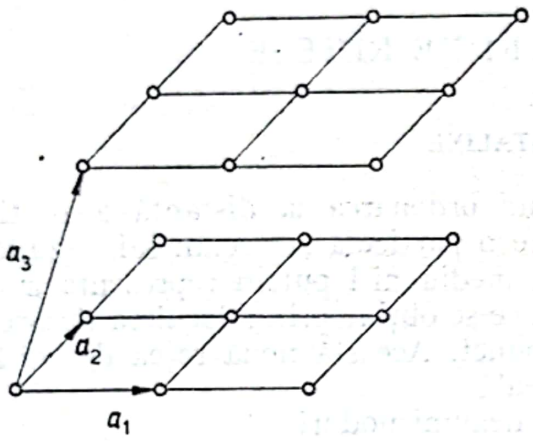


Fig. 1.2

Pentru simplitate vom folosi cazul rețelei plane pentru cristalul de grafit. Nodurile acestei rețele vor fi constituite din atomi de carbon. În figura 1.3 este dată aranjarea nodurilor din această rețea plană.

Vom introduce acum o noțiune nouă și anume numărul de coordinație. Acesta reprezintă numărul celor mai apropiați vecini față de un atom dat. Observăm că în cazul de față numărul de coordinație este 3. Din punct de vedere al orientării vecinilor observăm că există două orientări distincte: cea corespunzătoare lui B și cea corespunzătoare lui C. De aceeași așezare poziționlă ca și B se mai bucură și nodurile O, H și F.

Prin urmare vom putea alege o entitate minimă $OHFB$, care conține și nodul A cu ajutorul căreia să încercăm să descriem întreaga rețea plană. Folosind o asemenea entitate constatăm că spațiul din jurul unui nod poate fi acoperit fără a rămîne spații neacoperite.

Aceasta înseamnă că prin repetarea identică a acestei entități minime se poate descrie întregul tablou al rețelei bidimensionale. Dacă lucrurile stau așa, atunci pentru descrierea rețelei este suficient să descriem această entitate minimă și vecinătățile intra-atomice din interiorul ei.

O asemenea entitate minimă o vom denumi celulă elementară, fundamentală sau unitate. Odată celula aleasă va trebui să descriem pozițiile atomilor din interiorul ei. Pentru aceasta vom alege o origine O și prin ea vom lua axele Ox și Oy paralele la unitățile celulei elementare. Distanțele celor mai apropiați atomi de pe axele Ox și Oy față de originea O le vom nota cu a_1 respectiv a_2. Mărimile a_1 și a_2 vor reprezenta unitățile de măsură pe axele Ox și Oy. Astfel coordonatele atomilor din colțurile celulei elementare vor fi întregi, iar pentru atomii din interiorul celulei vor fi fracționare.

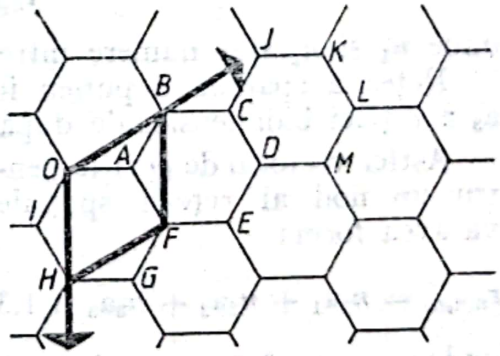


Fig. 1.3

Observăm că fiecare atom este mărginit de patru celule elementare prin urmare el contribuie cu 1/4 la celulă; aceasteia, avînd patru colțuri, înseamnă că îi revine un atom. La acești atomi trebuie să mai adăugăm numărul de atomi conținuți în interiorul celulei. În cazul de față celula elementară va poseda doi atomi. Astfel pentru descrierea completă a conținutului celulei elementare (paralelogramul unitate) avem nevoie de coordonatele atomului din origine și de cele ale atomului A (fig. 1.3) întrucît atomii din B, F și H au aceeași vecinătate ca și atomul din O.

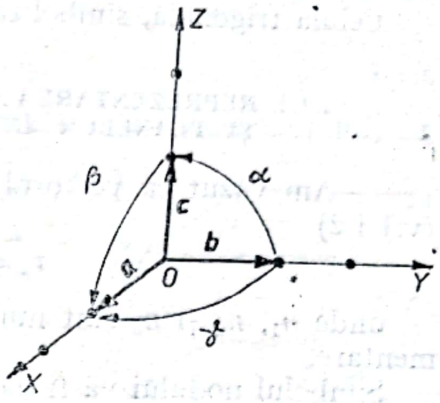


Fig. 1.4

În cazul rețelei spațiale trebuie să mai adăugăm acestui paralelogram cea de-a treia dimensiune și obținem un paralelipiped. Acesta va fi celula fundamentală în cazul tridimensional.

Laturile paralelipipedului unitate vor fi direcțiile axelor x, y, z. Vectorii translațiilor elementare $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$ și $\mathbf{a}_3$ se notează în cristalografie prin **a**, **b** și **c**. Unghiurile între axe le vom nota cu α, β și γ conform figurii 1.4. După cum observăm, alegerea celulei elementare este arbitrară, dar odată alese translațiile elementare **a**, **b** și **c**, celula este unic determinată, iar rețeaua va fi fidel reprodusă prin repetarea identică a acesteia.

1.1.3. REȚELE BRAVAIS

Am observat pînă acum că fiecărei rețele i se poate asocia o celulă caracterizată prin lungimile muchiilor sale a, b și c și unghiurile dintre acestea, adică α, β și γ.

Pe baza celor șase elemente ce caracterizează celula fundamentală, ținînd seama și de proprietățile de simetrie ale substanțelor cristaline, acestea au fost clasificate în șapte sisteme cristalografice.

Cele șapte sisteme cristalografice sînt următoarele: triclinic, monoclinic, rombic, tetragonal, trigonal, hexagonal, cubic.

În 1824, Bravais a demonstrat că rețeaua cristalină nu poate fi imaginată decît admițînd 14 tipuri de celule elementare din a căror compunere rezultă orice tip de structură cristalină. Aceste celule elementare, se obțin prin legarea celor mai apropiate noduri identice, avînd ca muchii axele cristalografice corespunzătoare celor șapte sisteme cristalografice.

În continuare vom descrie aceste celule Bravis dînd notația internațională pentru ele.

Celula pentru care există noduri ale rețelei numai în colțurile celulei elementare a fost denumită primitivă și se notează prin P. Ea este prezentă în toate sistemele cristalografice.

În sistemul monoclinic și rombic mai întîlnim celula în care există cîte un atom plasat în mijlocul fețelor normale la axa **c**. O asemenea celulă se numește centrată în baze și se notează prin C. Dacă în centrul celulei primitive se plasează un atom rezultă celula centrată în volum, care se simbolizează prin I. Acest sistem de celulă îl întîlnim în sistemele rombic, tetragonal și cubic.

Scanned with OKEN Scanner

Atașînd atomi în centrele fețelor celulei primitive obținem celula centrată în fețe, simbolizată prin F. Sistemele rombic și cubic prezintă acest tip de celulă.

Celula trigonală, simbolizată prin R, este denumită și celulă romboedrică.

1.1.4. REPREZENTAREA NODURILOR, DIRECȚIILOR ȘI PLANELOR ÎN CRISTALOGRAFIE

Am văzut că vectorul de poziție al unui nod din rețea este de forma (v.1.1.2)

$$\mathbf{r}_n = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3 \qquad 1.1.4$$

unde n_1, n_2 și n_3 sînt numere întregi, iar $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$ și $\mathbf{a}_3$ sînt translațiile elementare.

Simbolul nodului va fi dat de cele trei numere n_1, n_2 și n_3 puse în paranteze pătrate duble, $[[n_1\ n_2\ n_3]]$.

Un șir reticular sau o direcție cristalografică este direcția dreptei ce trece prin cel puțin două noduri ale rețelei. Orice nod al unei asemenea direcții poate fi luat ca origine a axelor de coordonate.

Direcția cristalografică va fi complet determinată de nodul de pe acea direcție care este cel mai apropiat de originea axelor de coordonate.

Dacă n_1, n_2, n_3 sînt cooradonatele acestui nod, atunci simbolul direcției este $[n_1\ n_1\ n_3]$. Numerele n_1, n_2, n_3 se vor numi în acet caz indicii Miller ai direcției cristalografice date și ai tuturor direcțiilor paralele cu aceasta.

Direcțiile axelor de coordonate au următorii indici Miller: axa Ox — [100], axa Oy — [010] și axa Oz — [001], indiferent de unghiurile dintre axele de coordonate.

Pentru a simboliza un set de plane ale rețelei vom proceda astfel:

1) se stabilesc urmele planului pe cele trei axe;
2) se iau inversele acestor mărimi;
3) se aduce la același numitor și se iau cele mai mici trei numere întregi ce se află în același raport;
4) se închid în paranteze rotunde, *(hkl)*.

Simbolul *(hkl)* reprezintă indicii Miller ai planului considerat și al întregului set de plane paralele cu acesta. Dacă axa este intersectată de plan în porțiunea negativă a acestuia, atunci indicele Miller asociat va fi negativ, ceea ce se reprezintă printr-o bară deasupra indicelui respectiv. De exemplu *(hk̄l)*, indică faptul că intersecția cu axa Oy are loc în porțiunea negativă a acesteia.

Să admitem că intersecțiile (urmele) planului cu axele sînt 2, ∞ și 4. Reciprocele acestora vor fi $\frac{1}{2}$, 0 și $\frac{1}{4}$, iar indicii Miller asociați planului vor fi (101).

Observăm că indicele Miller nul corespunde axei ce este paralelă cu planul.

Pentru planul care taie axele cristalografice în punctele de coordonate 1, 2 și 2, rezultă următoarele rapoarte (egale) ale inverselor urmelor:

$$\frac{1}{1} : \frac{1}{2} : \frac{1}{2} = \frac{2}{2} : \frac{1}{2} : \frac{1}{2} = h : k : l.$$

Rezultă $h = 2$, $k = 1$ și $l = 1$, deci planul cristalografic va fi planul (211).

Scanned with OKEN Scanner

1.1.5. REȚEAUA INVERSĂ

Am stabilit că, pentru orice colț al celulei fundamentale putem să scriem vectorul de poziție (v.1.1.4)

$$\mathbf{r}_n = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3 \qquad 1.1.5$$

unde n_1, n_2, n_3 sînt numere întregi și reprezintă coordonatele colțului, iar $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$, și $\mathbf{a}_3$ sînt muchiile celulei.

Acum să definim o nouă rețea numită inversă sau reciprocă, ale cărei translații elementare să fie $\mathbf{b}_1$, $\mathbf{b}_2$ și $\mathbf{b}_3$ astfel ca vectorul de poziție pentru orice colț al celulei fundamentale din acest spațiu să aibe forma

$$\mathbf{b}_g = g_1\mathbf{b}_1 + g_2\mathbf{b}_2 + g_3\mathbf{b}_3. \qquad 1.1.6$$

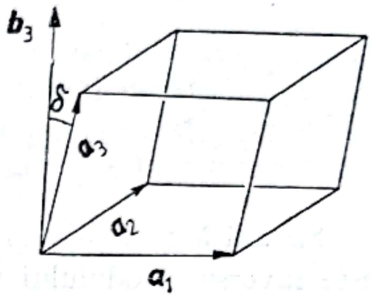


Fig. 1.5

Vom duce axa $\mathbf{b}_1$ normală la planul ($\mathbf{a}_2$, $\mathbf{a}_3$), axa $\mathbf{b}_2$ normală la planul ($\mathbf{a}_3$, $\mathbf{a}_1$) și axa $\mathbf{b}_3$ normală la planul ($\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$) (fig.1.5). Din definiția produsului scalar a doi vectori observăm că este îndeplinită condiția

$$\mathbf{b}_1\mathbf{a}_2 = \mathbf{b}_1\mathbf{a}_3 = \mathbf{b}_2\mathbf{a}_1 = \mathbf{b}_2\mathbf{a}_3 = \mathbf{b}_3\mathbf{a}_1 = \mathbf{b}_3\mathbf{a}_2 = 0. \qquad 1.1.7$$

Vom alege lungimea vectorului $\mathbf{b}_3$ astfel încît

$$\mathbf{b}_3\mathbf{a}_3 = 1 \qquad 1.1.8$$

sau

$$b_3 a_3 \cos\delta = 1, \qquad 1.1.9$$

unde δ reprezintă unghiul între vectorii $\mathbf{a}_3$ și $\mathbf{b}_3$.

Observăm că

$$b_3 = \frac{1}{a_3 \cos\delta}, \qquad 1.1.10$$

iar mărimea $a_3 \cos\delta$ reprezintă distanța între planele (001) ale rețelei.

Deci b_3 reprezintă reciprocul distanței interplanare pentru planele (001).

În mod analog vom admite că sînt îndeplinite condițiile

$$\mathbf{a}_1\mathbf{b}_1 = \mathbf{a}_2\mathbf{b}_2 = \mathbf{a}_3\mathbf{b}_3 = 1. \qquad 1.1.11$$

Cele două condiții (1.7) și (1.11) pot fi scrise sub forma

$$\mathbf{a}_i\mathbf{b}_j = \delta_{ij}\begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j. \end{cases} \qquad 1.1.12$$

În anumite aplicații poate fi folosită o altă constantă decît unitatea în partea dreaptă a ecuației 1.1.11.

Din definiția produsului vectorial a doi vectori, rezultă că produsul vectorial $\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2$ are direcția lui $\mathbf{b}_3$, modulul $a_1 a_2 \sin\gamma$ unde γ este unghiul între $\mathbf{a}_1$ și $\mathbf{a}_2$ și reprezintă aria bazei celulei fundamentale (fig.1.5). Observînd că înălțimea celulei este tocmai distanța interplanară $a_3\cos\delta$, vom putea scrie volumul V al celulei elementare sub forma

$$V = (\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2)\mathbf{a}_3 = (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)\mathbf{a}_1 = (\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1)\mathbf{a}_2. \qquad 1.1.13$$

Scanned with OKEN Scanner

Vectorii reciproci $\mathbf{b}_1$, $\mathbf{b}_2$, $\mathbf{b}_3$ avînd direcțiile $(\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)$, $(\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1)$, $(\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2)$, pot fi scrișI sub forma

$$\mathbf{b}_1 = \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}{\mathbf{a}_1(\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)}$$

$$\mathbf{b}_2 = \frac{\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1}{\mathbf{a}_2(\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1)} \qquad 1.1.14$$

$$\mathbf{b}_3 = \frac{\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}{\mathbf{a}_3(\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2)}.$$

Să arătăm că distanța interplană d_{hkl} pentru planele din familia *(hkl)* este inversul modulului vectorului reciproc $\mathbf{b}_{hkl}$.

Vom considera originea rețelei cristaline în unul din planele *(hkl)*; atunci distanța pînă la planul *(hkl)* vecin se va măsura de-a lungul direcției $\mathbf{b}_{hkl}$. Urma lăsată pe axa $\mathbf{a}_1$ de planul *(hkl)* vecin cu originea va fi $\frac{1}{h}$, iar vectorul $\frac{\mathbf{a}_1}{h}$ va fi cu vîrful în acest plan; deci putem scrie

$$d_{hkl} = \frac{\mathbf{a}_1}{h} \frac{\mathbf{b}_{hkl}}{b_{hkl}} \frac{\mathbf{a}_1(h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2 + l\mathbf{b}_3)}{h \cdot \mathbf{b}_{hkl}}. \qquad 1.1.15$$

Făcînd uz în (1.1.15) de relația (1.1.12) obținem

$$d_{hkl} = \frac{1}{b_{hkl}}. \qquad 1.1.16$$

1.2. VIBRAȚIILE REȚELEI UNIDIMENSIONALE SIMPLE

1.2.1. ECUAȚIA DE MIȘCARE

Vom considera un șir reticular de atomi de aceeași specie și de masă m. Să admitem că șirul este orientat de-a lungul axei x și să notăm prin x_i, unde i variază de la $-\infty$ la $+\infty$, coordonatele de poziție ale pozițiilor de echilibru ale atomilor. Vom nota prin a distanța între două poziții de echilibru succesive, adică parametrul de rețea.

În urma agitației termice atomii oscilează în jurul pozițiilor de echilibru și să notăm prin u_i deplasarea din poziția de echilibru a atomului i, unde $|u_i| \ll a$.

Vom admite că și la această scară este valabilă legea lui Hooke, ceea ce înseamnă că atomii interacționează numai cu vecinii imediați, iar forța exercitată de un atom asupra vecinului cel mai apropiat are modulul proporțional cu diferența deplasărilor u_i pe direcția de legătură între atomi.

Scanned with OKEN Scanner

Atunci ecuația de mișcare pentru atomul n se va scrie

$$m\frac{d^2}{dt^2}(x_n + u_n) = -\beta\{[(x_n + u_n) - (x_{n-1} + u_{n-1})] - (x_n - x_{n-1})\} +$$

$$+\beta\{[(x_{n+1} + u_{n+1}) - (x_n + u_n) - (x_{n+1} - x_n)\} = -\beta(2u_n - u_{n+1} - u_{n-1}), \quad 1.2.1$$

unde β este constanta forței elastice, iar $x_n \neq x_n(t)$.

Ecuația de mișcare 1.2.1 poate fi construită și pe o altă cale, pornind de la energia potențială (de interacțiune) Φ a sistemului de atomi.

Într-adevăr această mărime este o funcție ce depinde de deplasările u_i ale atomilor din poziția de echilibru, $\Phi = \Phi(u_i)$ și care este la acest moment necunoscută.

Dezvoltînd în serie Taylor această funcție, obținem

$$\Phi = \Phi(0) + \sum_n \left(\frac{\partial\Phi}{\partial u_n}\right)_0 u_n + \frac{1}{2!}\sum_n\sum_{n'}\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial u_n \partial u_{n'}}\right)_{00} u_n u_{n'} +$$

$$+\frac{1}{3!}\sum_n\sum_{n'}\sum_{n''}\left(\frac{\partial^3\Phi}{\partial u_n \partial u_{n'}\partial u_{n''}}\right)_{000} u_n u_{n'} u_{n''} + \ldots \quad 1.2.2$$

unde indicele zero ne arată că derivatele au fost calculate pentru deplasările $u_n = 0$, adică pentru pozițiile de echilibru.

Fără a limita generalitatea se poate lua $\Phi(0) = 0$, deoarece Φ este definit pînă la o constantă aditivă. De asemenea în pozițiile de echilibru, Φ trebuie să aibe un minim, deci

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial u_n}\right)_0 = 0. \quad 1.2.3$$

Constatăm că dezvoltarea lui Φ în serie începe cu termenii de rangul doi.

Datorită simetriei de translație a șirului reticular, coeficienții $\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial u_n \partial u_n}\right)_{00}$ vor depinde numai de distanța relativă dintre noduri, adică de diferența $(n\text{-}n')$, ceea ce se notează sub forma

$$\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial u_n \partial u_{n'}}\right)_{00} = A(|n - n'|). \quad 1.2.4$$

Dacă f_l este forța ce acționează asupra atomului l, atunci aceasta, derivînd din potențialul Φ, trebuie să aibe forma,

$$f_l = -\frac{\partial\Phi}{\partial u_l} = -\sum_{n'} A(|l - n'|)\, u_{n'}. \quad 1.2.5$$

Să admitem că toți atomii sînt deplasați din pozițiile de echilibru cu aceeași valoare u_0 ($u_{n'} = u_0$); atunci forța f_l va fi nulă, deci

$$0 = -u_0 \sum_{n'} A(|l - n'|). \quad 1.2.6$$

Scanned with OKEN Scanner

Luînd în considerare ipoteza, conform căreia interacția are loc numai cu cei mai apropiați vecini, atunci n' ia valorile $n'=l$, $n'=l+1$ și $n'=l-1$. În acest caz obținem

$$A(0) + A(+1) + A(|-1|) = 0. \qquad 1.2.7$$

Este ușor de observat că 1.2.5 ne va duce la expresia forței din 1.2.1 dacă

$$-A(|1|) = \pm \frac{1}{2} A(0) = \beta. \qquad 1.2.8$$

Într-adevăr

$$f_l = -A(|1|)\, u_{l-1} - A(0)\, u_l - A(|-1|)\, u_{l+1}. \qquad 1.2.9$$

Făcînd uz de 1.2.8 în 1.2.9 rezultă

$$f_l = \beta u_{l-1} - 2\beta u_l + \beta u_{l+1} = -\beta(2u_l - u_{l+1} - u_{l-1}). \qquad 1.2.10$$

Să încercăm pentru ecuația 1.2.1 o soluție de forma

$$u_n = A\, e^{i(qan-\omega t)}, \qquad 1.2.11$$

unde A este o constantă ce nu depinde de numărul n al nodului considerat, iar q este o constantă ce va avea dimensiunea inversul lungimii.

Punînd condiția că 1.2.11 este soluție a ecuației 1.2.1 după cîteva calcule elementare vom obține

$$-m\omega^2 = -\beta[2 - e^{-iqa} - e^{iqa}]. \qquad 1.2.12$$

Folosind în 1.2.12 faptul că

$$\cos qa = \frac{e^{iqa} + e^{-iqa}}{2}, \qquad 1.2.13$$

obținem

$$\omega = \omega_m \left| \sin \frac{qa}{2} \right|, \qquad 1.2.14$$

unde

$$\omega_m = 2\sqrt{\frac{\beta}{m}}. \qquad 1.2.15$$

În cazul proceselor ondulatorii, lungimea de undă λ se definește prin cerința ca faza $(qan - \omega t)$ la deplasarea pe șir cu mărimea λ, să se modifice cu 2π, adică

$$q(an + \lambda) - \omega t = qan - \omega t + 2\pi; \qquad 1.2.16$$

de unde

$$q = \frac{2\pi}{\lambda}. \qquad 1.2.17$$

Astfel constanta q este tocmai numărul de undă.

Scanned with OKEN Scanner

Constatăm astfel că soluția 1.2.11 de tipul undei plane satisface ecuația 1.2.1, pentru orice n, dacă frecvența ciclică ω este legată de numărul de undă q prin relația de dispersie 1.2.14. Aceasta înseamnă că într-un șir discret de atomi există dispersie, adică frecvența ω nu este proporțională cu numărul de undă q cum se întîmplă în cazul corzii continue.

Această teorie este aplicabilă pentru q reali.

1.2.2. ZONE BRILLOUIN

Să înlocuim în expresia 1.2.11 pe q prin q' de forma

$$q' = q + \frac{2\pi}{a} g \qquad 1.2.18$$

unde

$$g = \pm 1, \pm 2, \ldots$$

Noua undă $u_n(q')$ este

$$u_n(q') = A\, e^{i(q'an-\omega t)} = A\, e^{i(qan-\omega t)} \cdot e^{i2\pi gn} \qquad 1.2.19$$

unde

$$e^{i2\pi gn} = 1, \qquad 1.2.20$$

și deci

$$u_n(q') = u_n(q). \qquad 1.2.21$$

Relația 1.2.21 ne spune că cele două unde coincid în toate punctele și în toate momentele, ceea ce înseamnă că numerele de undă q și q' nu sînt distincte din punct de vedere fizic.

Prin urmare, este util să ne limităm la un interval pentru q, de lungime $\frac{2\pi}{a}$, al cărui început și sfîrșit sînt la alegere, de exemplu:

$$-\frac{\pi}{a} + const \leqslant q \leqslant \frac{\pi}{a} + const, \qquad 1.2.22$$

unde *constanta* trebuie să fie reală.

În general se ia

$$-\frac{\pi}{a} \leqslant q \leqslant \frac{\pi}{a}. \qquad 1.2.23$$

Acest interval definit de 1.2.23 se numește prima zonă Brillouin.

Datorită periodicității lui q, este suficient să descriem procesele fizice pentru un q ales din prima zonă Brillouin.

În figura 1.6 este reprezentată relația de dispersie 1.2.14.

Se observă periodicitatea după q de perioadă $\frac{2\pi}{a}$ și faptul că este suficient să se cunoască valorile lui ω numai în intervalul

$$\left(-\frac{\pi}{a}, +\frac{\pi}{a}\right).$$

Scanned with OKEN Scanner

Putem alege și un alt interval de lungime $\frac{2\pi}{a}$; de exemplu reuniunea intervalelor $\left(-\frac{2\pi}{a}, -\frac{\pi}{a}\right)$ cu $\left(+\frac{\pi}{a}, \frac{2\pi}{a}\right)$, ce va reprezenta a doua zonă Brillouin. Aceste intervale se pot reduce la prima zonă.

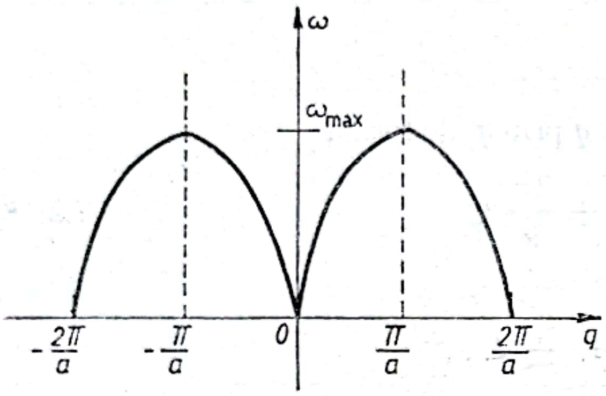


Fig. 1.6

Corespunzător lui $q_{max} = \frac{\pi}{a}$ vom avea un λ_{min},

$$\lambda_{min} = \frac{2\pi}{q_{max}} = 2a. \qquad 1.2.24$$

Relația 1.2.24 ne arată că într-un șir discret de atomi nu pot exista unde cu $\lambda < 2a$, deoarece acestea nu vor avea un purtător material pentru mișcarea ondulatorie între nodurile rețelei.

Lui q_{max} îi corespunde ω_{max} și deci un ν_{max}

$$\nu_{max} = \frac{\omega_{max}}{2\pi} = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\beta}{m}}. \qquad 1.2.25$$

Aceasta înseamnă că frecvențe ν mai mari ca ν_{max} nu mai sînt suportate de cristal, adică nu le permite să treacă prin el, deci acesta va acționa ca un filtru.

Folosind q_{max} și ω_{max} în 1.2.11 obținem

$$u_n = A(-1)^n e^{-i\omega_{max}t}. \qquad 1.2.26$$

Prin urmare atomii vecini au o diferență de fază egală cu π, adică oscilează în opoziție de fază.

Constatăm astfel că λ_{min} respectiv ν_{max} sînt caracteristici ale oscilației unui șir discret de atomi.

1.2.3. CONDIȚIILE DE CICLICITATE BORN-VON KÁRMAN

Pînă la acest moment am analizat oscilația șirului de atomi infinit de lung. Dar asemenea șiruri de atomi nu există în natură. Din acest motiv Born și Von Kárman au încercat, în 1912—1913, să trateze șirul finit.

În acest scop aceștia și-au imaginat, un șir finit de G atomi, ce sînt aranjați mintal pe circumferința unui cerc astfel încît

$$u_{n+G} = u_n \qquad 1.2.27$$

pentru orice n.

Pentru G suficient de mare, lungimea lanțului Ga, numit domeniu fundamental, este suficient de mare încît se pot aplica teoriile de la lanțul infinit. La tratarea șirului finit sînt permise numai soluțiile periodice.

Explicitînd cu ajutorul lui 1.2.11 relația 1.2.27 ajungem la concluzia că

$$\exp(iaGq) = 1 \qquad 1.2.28$$

Scanned with OKEN Scanner

relație ce este satisfăcută dacă

$$aGq = 2\pi g \tag{1.2.29}$$

unde g este un număr întreg, sau

$$q = \frac{2\pi}{a} \cdot \frac{g}{G} \cdot \tag{1.2.30}$$

Dar q trebuie să se limiteze la prima zonă Brillouin și atunci apare următoarea restricție

$$-\frac{G}{2} \leqslant g \leqslant \frac{G}{2}, \tag{1.2.31}$$

ce ne spune că g poate lua numai G valori. Pentru simplificare, vom alege G par. Deoarece G nu se alege din condiții fizice, acesta nu trebuie să apară în rezultatele fizice (măsurabile).

Din 1.2.30 rezultă că pentru numărul de undă q nu mai avem un domeniu de valori continuu, ci o serie deasă de valori dacă G este suficient de mare. Această „cuantificare" a lui q conduce la valori discrete pentru $\omega(q)$.

Acest fapt ne amintește de problemele la limită din mecanica cuantică, unde limitarea mișcării la domenii spațiale finite, conduce la o cuantificare reală a energiei.

Pentru a elucida influența condițiilor la limită ciclice, ne vom referi la modelul simplificat a doi atomi pentru care vom compara soluția exactă cu cea aproximattivă.

Făcînd $G = 2$, din 1.2.31 vom obține

$$-1 \leqslant g \leqslant 1 \quad \text{adică} \quad g = 0;\ 1. \tag{1.2.32}$$

Cu valorile din 1.2.30 pentru q unde am folosit pentru g valorile date de 1.2.32, adică

$$q = 0;\ \frac{\pi}{a} \tag{1.2.33}$$

înlocuim în 1.2.14 și obținem

$$\omega = \omega_{max} \cdot \begin{cases} 0 & g = 0 \\ 1 & g = 1, \end{cases} \tag{1.2.34}$$

adică numai frecvențele 0 și ω_{max}.

Făcînd uz de 1.2.34 în 1.2.11 obținem pentru u_n:

$$\begin{aligned} u_n &= A, && g = 0; \\ u_n &= (-1)^n A e^{-i\omega_{max} t}, && g = 1. \end{aligned} \tag{1.2.35}$$

Pentru a găsi soluțiile exacte vom scrie ecuațiile de mișcare pentru cei doi atomi:

$$\begin{aligned} m\ddot{u}_1 &= -\beta(u_2 - u_1), \\ m\ddot{u}_2 &= -\beta(u_1 - u_2). \end{aligned} \tag{1.2.36}$$

Scanned with OKEN Scanner

Introducînd noi variabile x și y astfel ca:

$$\begin{aligned} u_1 &= x + y \\ u_2 &= x - y \end{aligned} \qquad 1.2.37$$

obținem pentru 1.2.36:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= 0 \\ m\ddot{y} &= -2\beta y. \end{aligned} \qquad 1.2.38$$

Soluțiile generale ale acestor ecuații diferențiale sînt:

$$\begin{aligned} x &= at + b \\ y &= ce^{i\Omega t} + de^{-i\Omega t}, \end{aligned} \qquad 1.2.39$$

unde a, b, c, d sînt constante de integrare, $\Omega^2 = \frac{2\beta}{m}$, x va corespunde mișcării centrului de masă, iar y mișcării relative.

Folosind 1.2.39 în 1.2.37 obținem:

$$\begin{aligned} u_1 &= at + b + ce^{i\Omega t} + de^{-i\Omega t}, \\ u_2 &= at + b - ce^{i\Omega t} - de^{-i\Omega t}. \end{aligned} \qquad 1.2.40$$

Comparînd cele două soluții, 1.2.35 și 1.2.40 observăm că eliminînd mișcarea centrului de masă $a = b = 0$ și adăugînd în plus $c = 0$, atunci vom obține o concordanță aproape perfectă. Deosebirea va consta în frecvențele ω_{max} și Ω care se deosebesc prin factorul

$$\frac{\omega_{max} - \Omega}{\Omega} = \sqrt{2} - 1 = 0{,}4142 \ldots . \qquad 1.2.41$$

Factorul $\frac{1}{\sqrt{2}}$ va caracteriza devierea maximă posibilă a spectrului de frecvențe a unui șir liniar tratat cu condițiile la limită Born — Von Kárman față de soluția exactă.

1.3. VIBRAȚIILE REȚELEI UNIDIMENSIONALE COMPUSE

Vom considera acum un șir reticular de atomi ce conține două specii diferite de atomi. Atomii din prima specie au masa m', coordonata poziției de echilibru x_n iar deplasările față de poziția de echilibru u'_n. În mod analog pentru atomii din cea de a doua specie vom avea m'', y_n și u''_n.

Dacă a este constanta rețelei, atunci $a = x_n - x_{n-1}$ (fig. 1.7). Deoarece diferențele între pozițiile atomilor vecini $x_n - y_{n-1}$ și $y_n - x_n$ nu trebuie să fie egale nu vor fi nici constantele elastice identice. Vom nota cu β_1 constanta elastică corespunzătoare interacțiunii dintre atomii y_n cu x_n și cu β_2 constanta pentru interacțiunea dintre x_n și y_{n-1}.

Scanned with OKEN Scanner

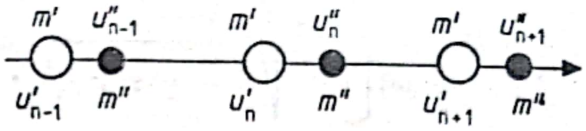


Fig. 1.7

Rămînînd în cadrul aproximației armonice (interacțiunea numai între atomii imediat vecini), ecuațiile de mișcare se scriu

$$m' \frac{d^2}{dt^2}(x_n + u'_n) = -\beta_1\{[(x_n + u'_n) - (y_n + u''_n)] - (x_n - y_n)\} +$$

$$+ \beta_2\{[(y_{n-1} + u''_{n-1})] - (x_n + u'_n) - (y_{n-1} - x_n)\} \qquad 1.3.1$$

sau:

$$m'\ddot{u}'_n = -\beta_1(u'_n - u''_n) - \beta_2(u'_n - u''_{n-1}), \qquad 1.3.2$$

$$m''\ddot{u}''_n = -\beta_1(u''_n - u'_n) - \beta_2(u''_n - u'_{n+1}). \qquad 1.3.3$$

Încercînd, pentru aceste ecuații soluții de forma:

$$u'_n = A' e^{i(qan-\omega t)} \qquad 1.3.4$$

$$u''_n - A'' e^{i(qan-\omega t)} \qquad 1.3.5$$

obținem:

$$-m'A'\omega^2 = -\beta_1(A' - A'') - \beta_2(A' - A''e^{-iqa}), \qquad 1.3.6$$

$$-m''A''\omega^2 = -\beta_1(A'' - A') - \beta_2(A'' - A'e^{iqa}), \qquad 1.3.7$$

ce reprezintă un sistem liniar și omogen în A' și A''.

Din 1.3.6 și 1.3.7 rezultă

$$\frac{A'}{A''} = \frac{\beta_1 + \beta_2 e^{-iqa}}{(\beta_1 + \beta_2) - m'\omega^2} = \frac{(\beta_1 + \beta_2) - m''\omega^2}{\beta_1 + \beta_2 e^{iqa}} \qquad 1.3.8$$

care reprezintă o ecuație în ω^4, adică

$$m'm''\omega^4 - (\beta_1 + \beta_2)(m' + m'')\omega^2 + 4\beta_1\beta_2 \sin^2\frac{aq}{2} = 0. \qquad 1.3.9$$

Rădăcinile ecuației 1.3.9 sînt

$$\omega^2_{1,2} = \frac{1}{2m'm''}\left\{(\beta_1 + \beta_2)(m' + m'') \pm \left[(\beta_1 + \beta_2)^2(m' + m'')^2 - \right.\right.$$

$$\left.\left. - 16m'm''\beta_1\beta_2 \sin^2\frac{qa}{2}\right]^{1/2}\right\}. \qquad 1.3.10$$

Introducînd notațiile:

$$\omega_0^2 = (\beta_1 + \beta_2)(m' + m'')/m'm'' \qquad 1.3.11$$

și

$$\gamma^2 = \frac{16m'm''\beta_1\beta_2}{(\beta_1 + \beta_2)^2(m' + m'')^2} \qquad 1.3.12$$

Scanned with OKEN Scanner

obținem

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\omega_0^2\left[1 \pm \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{qa}{2}}\right], \qquad 1.3.13$$

Pentru $m' = m''$ și $\beta_1 = \beta_2$, mărimea $\gamma = \gamma_{max} = 1$. Din faptul că $|\gamma| \leqslant 1$ se observă că

$$\gamma^2 \sin^2 \frac{aq}{2} \leqslant 1, \qquad 1.3.14$$

ceea ce ne asigură că $\omega_{1,2}^2$ sînt reali.

Observăm că analog cu cazul rețelei liniare simple soluțiile 1.3.4 și 1.3.5 satisfac ecuațiile de mișcare 1.3.2 și 1.3.3 dacă ω și q sînt legate prin legea de dispersie 1.3.13. Dar apare și o deosebire fundamentală de cazul precedent și anume există două ramuri de dispersie; una din ele descrisă de

$$\omega_{ac}^2 = \omega_1^2 = \frac{1}{2}\omega_0^2\left[1 - \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{aq}{2}}\right], \qquad 1.3.15$$

se numește ramură acustică și se notează cu ω_{ac}, iar cealaltă dată de

$$\omega_{op}^2 = \omega_2^2 = \frac{1}{2}\omega_0^2\left[1 + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{aq}{2}}\right], \qquad 1.3.16$$

se numește ramură optică și se notează cu ω_{op}.

Din forma relațiilor de dispersie observăm că întrucît

$$\omega(+q) = \omega(-q), \qquad 1.3.17$$

deci $\omega = \omega(q)$ este simetrică în raport cu $q = 0$, putem să ne limităm în reprezentarea grafică la intervalul $\left(0, \frac{\pi}{a}\right)$.

Deci

$$\begin{aligned} &\omega_{ac}(0) = 0; \quad \omega_{ac}\left(\frac{\pi}{a}\right) = \frac{\omega_0}{2}\sqrt{1 - \sqrt{1 - \gamma^2}} \\ &\omega_{op}(0) = \omega_0; \quad \omega_{op}\left(\frac{\pi}{a}\right) = \frac{\omega_0}{2}\sqrt{1 + \sqrt{1 - \gamma^2}}, \end{aligned} \qquad 1.3.18$$

de unde rezultă următoarea inegalitate

$$\omega_{op}(0) = \omega_0 > \omega_{op}\left(\frac{\pi}{a}\right) > \omega_{ac}\left(\frac{\pi}{a}\right) > \omega_{ac}(0). \qquad 1.3.19$$

Pentru valori mici ale lui q, $\omega_{1,2}$ se pot dezvolta în serii de puteri și oprindu-ne la aproximația de ordinul întîi, obținem

$$\omega_{ac} = \omega_1 \simeq \frac{1}{4}\omega_0 \gamma a q \qquad 1.3.20$$

și

$$\omega_{op} = \omega_2 \simeq \omega_0\left(1 - \frac{\gamma^2 a^2}{32} q^2\right) \qquad 1.3.21$$

care ne vor aproxima comportarea funcției $\omega = \omega(q)$ în vecinătatea lui $q = 0$.

Scanned with OKEN Scanner

Calculînd derivatele lui ω_{ac} și ω_{op} în raport de q pentru frontiera zonei Brillouin $q = \frac{\pi}{a}$, obținem

$$\left(\frac{d\omega_{ac}}{dq}\right)_{\pi/a} = \left(\frac{d\omega_{op}}{dq}\right)_{\pi/a} = 0 \qquad 1.3.22$$

dacă $\gamma^2 \neq 1$.

Reprezentînd grafic $\omega_{ac} = \omega(q)$ și $\omega_{op} = \omega(q)$ și ținînd seama de cele arătate mai sus, obținem curbele din figura 1.8.

Un asemenea tablou are loc pentru $\gamma^2 < 1$, iar pentru aceasta este suficient $m' \neq m''$ și $\beta_1 \neq \beta_2$.

Subliniem încă o dată particularitatea specifică celor două ramuri; pentru $q \to 0$ ($\lambda \to \infty$), $\omega_{ac}(0) = 0$ iar $\omega_{op}(0) = \omega_0 \neq 0$.

Curbele de dispersie din a doua semizonă a primei zone Brillouin se obțin prin oglindire față de $q = 0$.

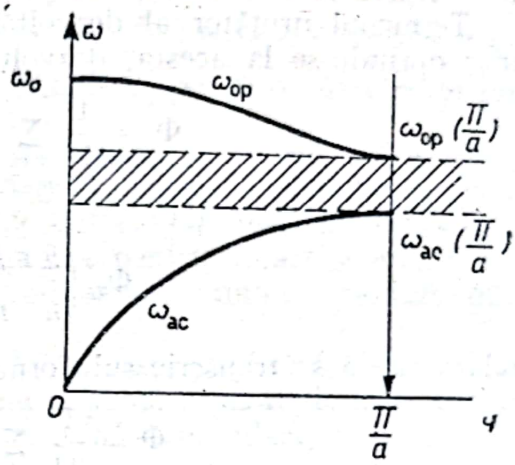


Fig. 1.8

Ramura inferioară din figura 1.8 reprezintă o dependență aproape liniară a lui ω de q ceea ce este caracteristic undelor acustice, de aceea este și denumită ramură acustică. Ramura superioară este caracteristică de exemplu absorbției optice a cristalelor în infraroșu, de aceea este denumită ramură optică.

1.4. ECUAȚIA CLASICĂ DE MIȘCARE ÎN CAZUL REȚELEI TRIDIMENSIONALE COMPUSE

Modelul în cazul de față va fi următorul: ionii (atomii) rețelei oscilează față de pozițiile de echilibru ca urmare a forțelor de interacție dintre ei.

Vom considera rețeaua de volum V_g (domeniul fundamental) ce satisface la condițiile la limită de ciclicitate. Să notăm prin N numărul celulelor elementare din domeniul fundamental al cristalului. Vom admite că celula elementară conține s atomi diferiți de masă $m_k (k = 1, 2, ..., s)$. Poziția atomului k din celula a n-a va fi determinată cu ajutorul vectorului $\mathbf{r}_n^k$, unde

$$\mathbf{r}_n^k = \mathbf{a}_n + \mathbf{r}^k. \qquad 1.4.1$$

Vectorul $\mathbf{a}_n = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3$ reprezintă o translație a rețelei ce determină poziția celei de a n-a celule elementare, iar $\mathbf{r}^k$ este vectorul de poziție al atomului de specie k din celula a n-a față de originea acestei celule.

Deplasarea celui de-al nk-lea ion din poziția de echilibru o vom nota prin vectorul $\mathbf{u}_n^k(t)$ iar proiecțiile pe axele de coordonate cu $u_{n\alpha}^k(t)$ unde $\alpha = x, y, z$.

Vom considera cazul clasic [3]. Hamiltonianul clasic este construit din energia cinetică a tuturor ionilor și energia interacțiilor lor (energia potențială).

Energia cinetică este

$$T = \sum_{nkx} \frac{m_k}{2} (\dot{u}_{n\alpha}^k)^2, \quad \begin{matrix} n = 1, ..., N \\ k = 1, ..., s \\ \alpha = x, y, z, \end{matrix} \qquad 1.4.2$$

unde m_k este masa celui de-al k-lea atom din celula a n-a.

Energia potențială Φ o vom dezvolta în serie de puteri în raport de deplasările $u^k_{n\alpha}$.

Primul termen din această dezvoltare este energia potențială a rețelei de ioni cînd aceasta se află la echilibru. Putem să omitem acest termen deoarece el nu va contribui la dinamica vibrației rețelei.

Cel de-al doilea termen al dezvoltării este liniar prin raport cu $u^k_{n\alpha}$, iar dezvoltarea făcîndu-se față de poziția de echilibru, și acest termen va fi nul.

Termenul următor al dezvoltării este pătratic în raport cu deplasările $u^k_{n\alpha}$; oprindu-se la acesta, dezvoltarea va avea forma

$$\Phi = \frac{1}{2!} \sum_{\substack{nk\alpha \\ n'k'\beta}} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial u^k_{n\alpha} \partial u^{k'}_{n'\beta}} \right)_{00} u^k_{n\alpha} u^{k'}_{n'\beta}. \qquad 1.4.3$$

Introducînd notația

$$\Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix} = \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial u^k_{n\alpha} \partial u^{k'}_{n'\beta}} \right)_{00}, \qquad 1.4.4$$

relația 1.4.3 se transcrie sub forma

$$\Phi = \frac{1}{2!} \sum_{\substack{nk\alpha \\ n'k'\beta}} \Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix} u^k_{n\alpha} u^{k'}_{n'\beta}. \qquad 1.4.5$$

Coeficienții $\Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix}$ vor constitui o matrice cu $3sN$ șiruri și $3sN$ coloane. Oprind dezvoltarea lui Φ la acest termen ne situăm în aproximația armonică.

Ecuația de mișcare pentru atomul de specie k din celula a n-a este

$$m_k \ddot{u}^k_{n\alpha} = -\frac{\partial \Phi}{\partial u^k_{n\alpha}} = -\sum_{n'k'\beta} \Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix} u^{k'}_{u'\beta}. \qquad 1.4.6$$

Din 1.4.6 putem recunoaște semnificația mărimilor $\Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix}$. Într-adevăr, $\Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix}$ este forța din direcția α pentru ionul k din a n-a celulă elementară cînd ionul k' din celula n' este deplasat cu distanța unitate în direcția β.

Mărimile $\Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix}$ sînt denumite constante atomice de forță. Ele se leagă între ele printr-un număr mare de relații de simetrie. Pentru început, vom recunoaște din 1.4.5 că aceste constante de forță sînt simetrice:

$$\Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix} = \Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k' & k \\ n' & n \end{pmatrix}. \qquad 1.4.7$$

Mai departe, observăm că ele trebuie să fie reale.

Se pot obține relații suplimentare între aceste constante atomice de forță, folosindu-ne de faptul că energia potențială trebuie să fie invariantă față de translații infinitezimale sau de rotații ale cristalului.

Vom căuta pentru ecuația de mișcare 1.4.6. o soluție periodică prin raport cu timpul, adică de forma

$$u^k_{n\alpha}(t) = \frac{1}{\sqrt{m_k}} s^k_{n\alpha} \exp(-i\omega t), \qquad 1.4.8$$

unde $s^k_{n\alpha}$ sînt independente de timp.

Scanned with OKEN Scanner

Înlocuind 1.4.8 în 1.4.6, ecuația de mișcare devine

$$\omega^2 s^k_{n\alpha} = \sum_{n'k'\beta} D_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix} s^{k'}_{n'\beta}, \qquad 1.4.9$$

unde $D = \dfrac{\Phi}{\sqrt{m_k m_{k'}}}$.

Ecuația 1.4.9 este o ecuație a valorilor proprii de matrice simetrică reală $D_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix}$ cu $3sN$ valori proprii reale ω_j^2. Mărimile ω_j pot fi numere reale sau numere imaginare. Folosindu-ne de 1.4.8 constatăm că ω_j nu pot fi decît reali, deoarece în caz contrar deplasările $u^k_{n\alpha}(t)$ ar crește sau ar descrește continuu în timp. Vectorii proprii $s^k_{n\alpha}$ din 1.4.9 sînt caracterizați în mod corespunzător de indicele j și se scriu ca $s^k_{nj\alpha}$, adică pentru fiecare ω_j vor exista $3s$ N $s^k_{nj\alpha}$ valori proprii. Aceste valori proprii le vom numi „moduri normale".

Luînd în considerare acum simetria rețelei, aceasta implică faptul că derivatele de ordinul doi ale potențialului să nu depindă separat de indicii celulelor n' și n ci numai de diferența acestora $n' - n$, adică

$$\Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix} = \Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n' & -n \end{pmatrix} \qquad 1.4.10$$

sau

$$D_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix} = D_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n' & -n \end{pmatrix}. \qquad 1.4.11$$

Luînd în 1.4.9 $s^k_{n\alpha}$ de forma [3]

$$s^k_{n\alpha} = A^k_\alpha \exp\,(i, \mathbf{q}\,\mathbf{a}_n) \qquad 1.4.12$$

și folosind de asemenea 1.4.10 obținem

$$\omega^2 A^k_\alpha = \sum_{k'\beta}\left\{\sum_{n'} \frac{1}{\sqrt{m_k m_{k'}}} \Phi_{\alpha\beta}\begin{pmatrix} k & k' \\ n' & -n \end{pmatrix} \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{a}_{n'} - \mathbf{a}_n)]\right\} \cdot A^{k'}_\beta. \qquad 1.4.13$$

Cum sumarea după n' poate fi înlocuită cu sumarea după $n' - n$, putem scrie

$$\omega^2 A^k_\alpha = \sum_{k'\beta} D^{kk'}_{\alpha\beta}(\mathbf{q})\, A^{k'}_\beta, \qquad 1.4.14$$

unde $D^{kk'}_{\alpha\beta}(\mathbf{q})$ este definit de relația 1.4.13.

Constatăm că periodicitatea rețelei a redus sistemul 1.4.9 de $3sN$ ecuații la sistemul 1.4.14 de $3s$ ecuații, căruia îi vor corespunde numai $3s$ valori proprii.

Mărimea ω fiind funcție de vectorul de undă $\mathbf{q}$, putem scrie

$$\omega = \omega_j(\mathbf{q}),\ j = 1, 2, \ldots, 3s; \qquad 1.4.15$$

aceasta înseamnă că pentru fiecare $\omega_j(\mathbf{q})$ sistemul 1.4.15 va avea un set de amplitudini $A^k_\alpha = A^k_{j\alpha}(\mathbf{q})$. Aceste soluții pot fi asimilate ca vectori, aceștia fiind definiți pînă la un factor comun ce poate fi ales astfel încît $A^k_j(\mathbf{q})$ să fie normați (și ortogonali).

Scanned with OKEN Scanner

Pentru deplasările $u_n^k(t)$, ca soluție particulară (specială) pentru ecuațiile de mișcare 1.4.6 vom avea

$$\mathbf{u}_{nj}^k(\mathbf{q}, t) = \frac{1}{\sqrt{m_k}} \mathbf{A}_j^k(\mathbf{q}) \exp[i(\mathbf{q}\mathbf{a}_n - \omega_j(\mathbf{q}) \cdot t)]. \qquad 1.4.16$$

Din 1.4.16 vom putea construi soluțiile generale pentru ecuația de mișcare.

Folosind 1.4.16 se poate arăta că între unda de vector de undă $\mathbf{q}$ și unda de vector de undă $\mathbf{q}' = \mathbf{q} + 2\pi\mathbf{b}_g$ unde $\mathbf{b}_g = g_1\mathbf{b}_1 + g_2\mathbf{b}_2 + g_3\mathbf{b}_3$ este un vector al rețelei reciproce, nu există nici o deosebire. Aceasta înseamnă că vectorul de undă $\mathbf{q}'$ este echivalent din punct de vedere fizic cu $\mathbf{q}$. Ca și în cazul unidimensional, ajungem la concluzia că este suficient să urmărim schimbarea lui $\mathbf{q}$ în intervalul finit.

$$-\pi \leqslant \mathbf{q}\mathbf{a}_i \leqslant +\pi, \quad i = 1, 2, 3. \qquad 1.4.17$$

adică în prima zonă Brillouin.

Din echivalența vectorilor de undă $\mathbf{q}$ ce se deosebesc prin $2\pi\mathbf{b}_g$, rezultă că mărimile fizice ce depind de aceștia trebuie să fie funcții periodice în spațiul $\mathbf{q}$ de perioadă $2\pi\mathbf{b}_i$ unde $\mathbf{b}_i$ sînt bazele rețelei inverse.

Relațiile 1.4.15 sînt tocmai relațiile de dispersie în cazul tridimensional și observăm că

$$\omega_j(\mathbf{q} + 2\pi\mathbf{b}_g) = \omega_j(\mathbf{q}), \qquad 1.4.18$$

adică $\omega_j(\mathbf{q})$ este periodică în spațiul $\mathbf{q}$.

Mărimea $\hbar\omega_j(\mathbf{q})$ este o energie, iar $\hbar\omega_j(q) =$ const. reprezintă o suprafață de energie constantă sau izoenergetică în spațiul $\mathbf{q}$. Din 1.4.18 constatăm că aceste suprafețe sînt periodice, adică se repetă periodic în celulele elementare ale rețelei inverse.

Setul de valori pentru q este finit, ca urmare a condițiilor la limită Born-Von Kárman impuse pe cristalul considerat ca un sistem ciclic (metoda „cristalului ciclic").

Cum V_g conține N celule elementare, atunci vor exista N valori ale lui $\mathbf{q}$ în zona Brillouin. Întrucît j parcurge $3s$ valori, vor exista $3sN$, valori diferite pentru $\omega_j(\mathbf{q})$. Numărul $3sN$ va reprezenta numărul gradelor de libertate internă ale cristalului.

Funcția $\omega = \omega_j(\mathbf{q})$ este o funcție analitică de $\mathbf{q}$ în zona Brillouin; pentru un $\mathbf{q}$ dat, j poate parcurge $3s$ valori, deci $\omega_j(\mathbf{q})$ are $3s$ ramuri. În plus, datorită simetriilor ce rezultă din grupul spațial al cristalului mai avem satisfăcută condiția

$$\omega_j(\mathbf{q}) = \omega_j(-\mathbf{q}). \qquad 1.4.19$$

Atunci cînd am analizat vibrațiile rețelei unidimensionale compuse ce conține doi atomi în celulă elementară am constatat că există o ramură acustică. În cazul cînd celula elementară a șirului conține s atomi vom avea tot o ramură acustică și $s - 1$ ramuri optice.

Despre ecuațiile de mișcare 1.3.2; 1.3.3 nu am afirmat nimic dacă acestea descriu vibrații transversale (deplasări perpendiculare pe șirul de atomi) sau vibrații longitudinale (deplasări de-a lungul șirului).

Ecuațiile 1.3.2; 1.3.3 se aplică la vibrații de ambele tipuri, atît timp cît amplitudinile de vibrații sînt mici. În acest caz fiecare vibrație tridimensională a șirului reticular poate fi descompusă în trei componente independente:

Scanned with OKEN Scanner

una longitudinală și două transversale. Cele două vibrații transversale se vor găsi în două plane perpendiculare a căror linie de intersecție coincide cu poziția de echilibru a șirului reticular.

Deci în cazul unui șir reticular ce conține s atomi în celula elementară funcția $\omega_j(q)$ va avea 3 ramuri acustice și $3(s-1)$ ramuri optice.

Dacă revenim la cazul tridimensional, pentru celula ce conține s atomi, vom găsi calitativ același tablou și anume 3 ramuri acustice, degenerate la $q=0$ și $3(s-1)$ ramuri optice.

Aceste ramuri sînt acum funcție de vectorul $\mathbf{q}$.

1.5. COORDONATE NORMALE. FONONI [3]

Conform lui 1.4.2 și 1.4.5 funcția Hamilton pentru vibrațiile rețelei are forma

$$\mathcal{H} = \sum_{nk\alpha} \frac{m_k}{2} (\dot{u}^k_{n\alpha})^2 + \frac{1}{2} \sum_{\substack{nk\alpha \\ n'k'\beta}} \Phi_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} k & k' \\ n & n' \end{pmatrix} u^k_{n\alpha} u^{k'}_{n'\beta}. \qquad 1.5.1$$

În relația 1.5.1 mărimile $u^k_{n\alpha}(t)$ sînt combinațiile liniare ale soluțiilor particulare 1.4.16, adică

$$u^k_{n\alpha}(t) = \frac{1}{\sqrt{Nm_k}} \sum_{j\mathbf{q}} Q_j(\mathbf{q}, t)\, A^k_{j\alpha}(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}_n), \qquad 1.5.2$$

unde factorul exponențial dependent de timp din 1.4.16 a fost inclus în $Q_j(\mathbf{q}, t)$ și a mai fost separat și factorul $\frac{1}{\sqrt{N}}$.

Folosind 1.5.2 în 1.5.1 funcția Hamilton poate fi exprimată în funcție de coordonatele $Q_j(\mathbf{q}, t)$, numite coordonate normale.

În calcule ne vom folosi de faptul că

$$\sum_n \exp[i(\mathbf{q}-\mathbf{q}')\mathbf{a}_n] = N\delta_{\mathbf{q}'-\mathbf{q},\, \mathbf{b}_g}, \qquad 1.5.3$$

unde $\delta_{\mathbf{q},\mathbf{b}}$ este egal cu unitatea cînd $\mathbf{q}$ este nul sau egal cu un vector al rețelei reciproce; în rest pentru alte valori, $\delta_{\mathbf{q}}$ este nul.

Deoarece deplasările $u^k_{n\alpha}(t)$ trebuie să fie reale, atunci trebuie să fie îndeplinită condiția

$$A^{*k}_{j\alpha}(\mathbf{q})\, Q^*_j(\mathbf{q}, t) = A^k_{j\alpha}(-\mathbf{q})\, Q_j(-\mathbf{q}, t). \qquad 1.5.4$$

Această cerință va fi satisfăcută dacă

$$A^{*k}_{j\alpha}(\mathbf{q}) = A^k_{j\alpha}(-\mathbf{q}) \qquad 1.5.5$$

și

$$Q^*_j(\mathbf{q}, t) = Q_j(-\mathbf{q}, t). \qquad 1.5.6$$

Observăm că amplitudinile $A^k_{j\alpha}$ sînt complexe. După cum rezultă din 1.4.9 A^k pot fi alese ortogonale; în acest caz avem satisfăcută condiția

$$\sum_{k\alpha} A^{*k}_{j\alpha}(\mathbf{q})\, A^k_{j'\alpha}(\mathbf{q}) = \delta_{jj'}. \qquad 1.5.7$$

Scanned with OKEN Scanner

Făcînd uz de toate acestea în timpul calculului, ajungem la

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{jq} [\dot{Q}_j^*(\mathbf{q}, t)\, \dot{Q}_j(\mathbf{q}, t) + \omega_j^2 Q_j^*(\mathbf{q}, t)\, Q_j(\mathbf{q}, t)]. \qquad 1.5.8$$

Din cele de mai sus constatăm că introducerea coordonatelor normale $Q_j(\mathbf{q}, t)$ a avut ca efect descompunerea hamiltonianului într-o sumă de $3sN$ termeni distincți.

Aceasta înseamnă că oscilațiile individuale cuplate ale ionilor din rețea sînt, formal, înlocuite prin oscilații colective decuplate.

Impulsul generalizat, P conjugat coordonatei Q_j^* se poate afla din funcția Lagrange $\mathfrak{L} = T - \Phi$ conform relației

$$P_j(\mathbf{q}, t) = \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \dot{Q}_j^*(\mathbf{q}, t)} = \dot{Q}_j(\mathbf{q}, t). \qquad 1.5.9$$

Folosind 1.5.9 în 1.5.8 obținem

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{jq} P_j^*(\mathbf{q}, t)\, P_j(\mathbf{q}, t) + \omega_j^2(\mathbf{q})\, Q_j^*(\mathbf{q}, t)\, Q_j(\mathbf{q}, t)]. \qquad 1.5.10$$

Folosindu-ne de faptul că $\dot{P} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial Q^*}$ și de 1.5.9 derivată în raport cu timpul, obținem

$$P_j(\mathbf{q}, t) = \ddot{Q}_j(\mathbf{q}, t) = -\omega_j^2(\mathbf{q}) \cdot Q_j(\mathbf{q}, t), \qquad 1.5.11$$

de unde ecuația de mișcare în coordonate normale va fi

$$\ddot{Q}_j(\mathbf{q}, t) + \omega_j^2 Q_j(\mathbf{q}, t) = 0. \qquad 1.5.12$$

Ecuația 1.5.12 este formal identică cu ecuația de mișcare a unui oscilator armonic de frecvență $\omega_j(\mathbf{q})$.

Trecerea la descrierea cuantică este ușor de făcut acum. Trebuie doar să interpretăm mărimile P și Q ca operatori ce satisfac relațiile de comutare

$$[\hat{Q}_j(\mathbf{q}),\ \hat{P}_{j'}(\mathbf{q}')] = i\hbar \delta_{\mathbf{q}\mathbf{q}'} \delta_{jj'}. \qquad 1.5.13$$

În acest caz oscilațiile colective cuantificate le vom interpreta ca excitații elementare, denumite fononi.

Atunci hamiltonianul fononilor se va scrie

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2} \sum_{jq} [\hat{P}_j^*(\mathbf{q}, t)\, \hat{P}_j(q, t) + \omega_j^2 \hat{Q}_j^*(\mathbf{q}, t) \hat{Q}_j(\mathbf{q}, t)]. \qquad 1.5.14$$

Energia E a unui astfel de sistem după cum rezultă din 1.5.14 trebuie să fie o sumă a energiilor individuale $E_{j,\mathbf{q}} = \hbar\omega_j(\mathbf{q}) \left[n_j(\mathbf{q}) + \frac{1}{2} \right]$ ale oscilatorilor armonici, adică

$$E = \sum_{jq} \hbar\omega_j(\mathbf{q}) \left[n_j(\mathbf{q}) + \frac{1}{2} \right]. \qquad 1.5.15$$

Scanned with OKEN Scanner

Să introducem acum operatorii:

$$\hat{a}_j^+(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\hbar)^{1/2}}\left[\hat{Q}_j^*(\mathbf{q}) - \frac{i}{\omega_j}\hat{P}_j(\mathbf{q})\right] \qquad 1.5.16$$

și

$$\hat{a}_j(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\hbar)^{1/2}}\left[\hat{Q}_j(\mathbf{q}) + \frac{i}{\omega_j}\hat{P}_j^*(\mathbf{q})\right]. \qquad 1.5.17$$

Folosind 1.5.16 și 1.5.17 în 1.5.14 și ținînd seama de faptul că

$$\hat{P}_j(-\mathbf{q}) = \hat{P}_j^*(\mathbf{q}); \qquad 1.5.18$$

$$\hat{Q}_j(-\mathbf{q}) = \hat{Q}_j^*(\mathbf{q}), \qquad 1.5.19$$

$$\omega_j(-\mathbf{q}) = \omega_j(\mathbf{q}), \qquad 1.5.20$$

obținem

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{j,\mathbf{q}} \hbar\omega_j(\mathbf{q})\left[\hat{a}_j^+(\mathbf{q})\,\hat{a}_j(\mathbf{q}) + \frac{1}{2}\right] +$$

$$+ \sum_{j,\mathbf{q}} i\omega_j(\mathbf{q})\,[\hat{Q}_j(\mathbf{q})\,\hat{P}_j(\mathbf{q}) - \hat{Q}_j(-\mathbf{q})\,\hat{P}_j(-\mathbf{q})] \quad \text{(v. Anexa 1).} \qquad 1.5.21$$

Cea de-a doua sumă dublă după j și $\mathbf{q}$ din 1.5.21 se poate arăta că este nulă și ne rămîne,

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{j,\mathbf{q}} \hbar\omega_j(\mathbf{q})\left[\hat{a}_j^+(\mathbf{q})\,\hat{a}_j(\mathbf{q}) + \frac{1}{2}\right]. \qquad 1.5.22$$

În acest caz ecuația Schrödinger devine

$$\sum_{j,\mathbf{q}} \hbar\omega_j(\mathbf{q})\left[\hat{a}_j^+(\mathbf{q})\,\hat{a}_j(\mathbf{q}) + \frac{1}{2}\right]\psi = \sum_{j,\mathbf{q}} \hbar\omega_j(\mathbf{q})\left[n_j(\mathbf{q}) + \frac{1}{2}\right]\psi \qquad 1.5.23$$

ceea ce ne conduce la

$$\hat{a}_j^+(\mathbf{q})\,\hat{a}_j(\mathbf{q})\,\psi = n_j(\mathbf{q})\psi, \qquad 1.5.24$$

unde ψ este funcția de undă a sistemului.

Conform lui 1.5.24 $\hat{a}_j^+(\mathbf{q})\,\hat{a}_j(\mathbf{q})$ poate fi interpretat ca operatorul numărului de particule.

Dacă stările definite de o pereche $(\mathbf{q}, j)$ sînt ocupate prin $n_j(\mathbf{q})$ fononi de energie $\hbar\omega_j(\mathbf{q})$, atunci funcția de undă ψ a operatorului numărului de particule poate fi dată prin numerele de ocupare $n_j(\mathbf{q})$ a acestor stări, adică

$$\hat{a}_j^+(\mathbf{q})\,\hat{a}_j(\mathbf{q})\,|n_1(\mathbf{q}) \ldots n_j(\mathbf{q}) \ldots > = n_j(\mathbf{q})|\,n_1(\mathbf{q}) \ldots n_j(\mathbf{q}) \ldots >. \qquad 1.5.25$$

Din relația 1.5.13 deducem următoarele relații de comutare:

$$[\hat{a}_j(\mathbf{q}), \hat{a}_{j'}^+(\mathbf{q}')] = \delta_{jj'}\delta_{\mathbf{q}\mathbf{q}'}. \qquad 1.5.26$$

Scanned with OKEN Scanner

Folosind 1.5.25 și 1.5.26 se poate arăta că $\hat{a}_j^+(\mathbf{q})$ creează un fonon în starea $(\mathbf{q}, j)$ iar $\hat{a}_j(\mathbf{q})$ anihilează un fonon din starea $(\mathbf{q}, j)$, de aceea, acești operatori au fost denumiți de creare, respectiv de anihilare (a fononilor).

Așa după cum am mai afirmat, aproximația în care am descris fenomenele pînă acum este aproximația armonică, iar gazul fononic descris prin 1.5.23 este alcătuit din fononi ce nu interacționează între ei. Fononii nu posedă spin dar transportă energie $\hbar\omega(\mathbf{q})$, supunîndu-se statisticii cuantice Bose-Einstein. Această statistică se aplică în general particulelor cu spin întreg sau zero (fotoni, fononi etc.), denumite bosoni. Fononii fiind particule ce satisfac statistica Bose-Einstein înseamnă că fiecare stare în spectrul de vibrație al rețelei poate fi ocupată de orice număr de fononi. În plus, numărul fononilor depinde de conținutul de energie de vibrație al rețelei, adică de temperatură. La $T = 0$ nici un fonon nu va fi excitat iar rețeaua își va conține numai energia de zero.

După cum rezultă din cele spuse pînă acum, spectrul vibrațiilor rețelei se descompune în $3s$ ramuri (indicele j), fiecare din ele fiind funcție de $\mathbf{q}$.

Deoarece există o stare asociată cu fiecare punct $\mathbf{q}$ a fiecărei ramuri, va trebui să facem distincție între fononii diferitelor ramuri. În raport cu comportarea unei ramuri la $\mathbf{q} = 0$ și cu polarizarea modului normal, vom putea face distincție între fononi acustici și optici, longitudinali și transversali.

În concluzie putem afirma că excitațiile energetice elementare $\hbar\omega$ ale oscilațiilor normale ale rețelei se numesc fononi. Noi reprezentăm fononii ca și cvasiparticule ce se pot absorbi sau se pot emite la interacțiuni, de exemplu cu electronii din rețea și care posedă energia $\hbar\omega$ și cvasiimpulsul $\hbar\mathbf{q}$. Vom vorbi de cvasiimpuls și nu impuls, întrucît mărimea $\mathbf{q}$ satisface un șir de particularități, de exemplu $\mathbf{q}$ și $\mathbf{q} + 2\pi\mathbf{b}_y$ sînt fizic echivalenți.

1.6. ENERGIA ELECTRONILOR ÎN CRISTAL. MASĂ EFECTIVĂ

Datorită interacțiunilor dintre electroni și atomii rețelei cristaline precum și a electronilor între ei, energia electronului în corpul solid diferă de energia electronului liber. Astfel energiile electronilor din corpul solid prezintă o structură de benzi de energii permise alternînd cu benzi de energii interzise (fig. 1.9). Acest spectru energetic de benzi apare ca rezultat al structuriiordonate și periodicității rețelei cristaline a corpului solid [1—6].

Existența structurii de benzi (spectrului energetic) se deduce prin tratarea cuantică a mișcării electronului în cristal și se confirmă prin măsurarea proprietăților fizice ale cristalului respectiv. Rezultatele analizei cuantice a mișcării electronului în solid, analiză care se face în diferite tratate de fizica corpului solid [1—8], conduc la concluzia că în cristal energia electronului prezintă un spectru discret de nivele energetice datorită valorilor discrete pe care le ia vectorul de undă $\mathbf{k}$ în corpul solid.

Atunci energia este

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*}|\mathbf{k}|^2; \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} \qquad 1.6.1$$

unde m^* este masa efectivă a electronilor în cristal. În figura 1.9 se arată dependența $E = E(k_x)$ (pentru o direcție k_x în cristal) pentru electronul liber (curba punctată) și pentru electronul în cristal (curba cu segmente pline).

Scanned with OKEN Scanner

Se constată că pentru electronul în cristal curba $E = E(k_x)$ prezintă anumite discontinuități pentru valorile $k_x = n\dfrac{\pi}{a}$, în care a este perioada rețelei cristaline (cubice) [1,5—8].

În mod schematic, benzile de energii permise sînt reprezentate sub forma unui ansamblu de N nivele energetice (spectru discret) N reprezentînd numă-

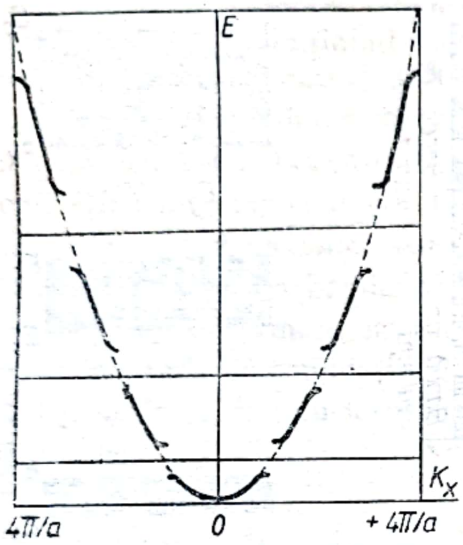


Fig. 1.9

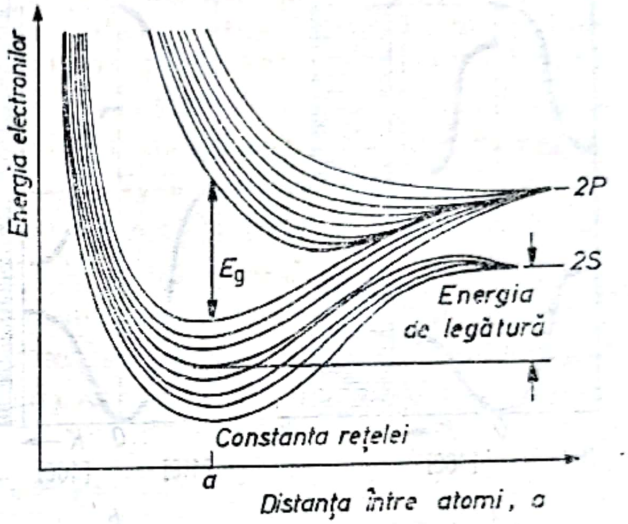


Fig. 1.10

rul atomilor din cristal (fig. 1.10). Aceste benzi apar ca urmare a despicării nivelelor energetice discrete ale electronilor în special de pe ultimele orbite, ca urmare a interacțiunii dintre atomii rețelei situați la distanțe comparabile cu constanta rețelei cristaline. O asemenea reprezentare de benzi energetice este redată în figura 1.11, *a* pentru cazul cînd benzile nu se suprapun (la semiconductori și dielectrici) și în figura 1.11, *b* pentru cazul în care aceste benzi se suprapun parțial (cazul metalelor și semiconductorilor degenerați). În cazul benzilor care nu se suprapun, intervalele cuprinse între benzile cu energii permise, pentru care $k \neq 0$ (v. benzile hașurate) constituie benzile de energii interzise ($k = 0$).

Dintre perechile de benzi energetice, o deosebită importanță o prezintă ultima pereche de benzi de energii permise apărute în urma despicării (în N subnivele) a nivelelor electronilor de valență, precum și banda interzisă dintre ele, de lărgime E_g (fig. 1.12). Banda superioară este banda de conducție, iar cea inferioară este banda de valență, nivelele energetice ale acesteia din urmă fiind parțial sau total ocupate de purtătorii de sarcină (electroni). Pentru ca purtătorii să participe la conducția electrică în cristal, este necesar ca aceștia să treacă din banda de valență în banda de conducție. În acest scop, electronului trebuie să i se comunice (prin iluminare, încălzire etc.) o energie suficientă ca să treacă peste intervalul energetic E_g al benzii interzise (cazul semiconductorilor). În urma plecării electronului, în locul respectiv în banda de valență rămîne un „gol" (o legătură electronică necompletată) avînd o sarcină pozitivă egală în valoare absolută cu sarcina electronului. Ca urmare în interiorul benzii de conducție deplasarea electronilor sub acțiunea unui cîmp electric exterior este însoțită de mișcarea în sens invers a golurilor în banda de valență.

Scanned with OKEN Scanner

La majoritatea semiconductorilor benzile de energie au structuri complexe fiind alcătuite din două sau mai multe subbenzi ale căror minime (sau maxime) pot să coincidă în anumite puncte din spațiul k al vectorului de undă (fig. 1.13, *a*, *b*). Din figura 1.13 se vede că două subbenzi ale benzii de valență în Si (sau în GaAs) au maxime în același punct $\Gamma(k = 0)$, dar curburile acestora,

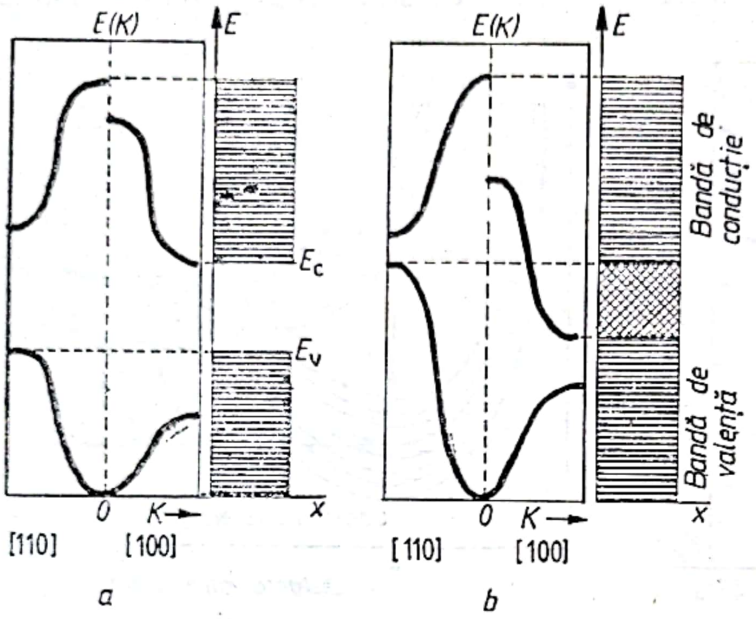


Fig. 1.11

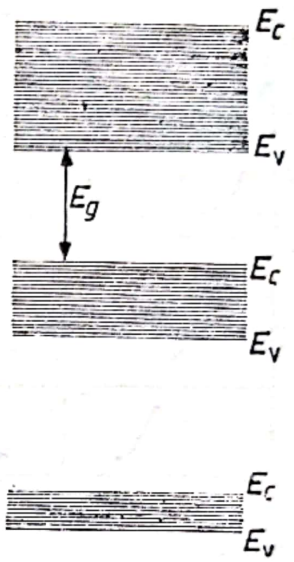


Fig. 1.12

definite prin derivata $\partial^2 E/\partial k^2$, sînt diferite caracterizînd așa-numitele goluri ușoare (subbanda mai îngustă, cu $\partial^2 E/\partial k^2$ mare) și goluri grele (subbanda mai largă). Masa efectivă m^* a electronilor (sau golurilor) în cristal, diferă de masa m_0 a electronilor liberi; aceasta din urmă se definește prin relația (v. Anexa 2)

$$m^* + \frac{\hbar^2}{\dfrac{\partial^2 E}{\partial k^2}}, \qquad 1.6.2$$

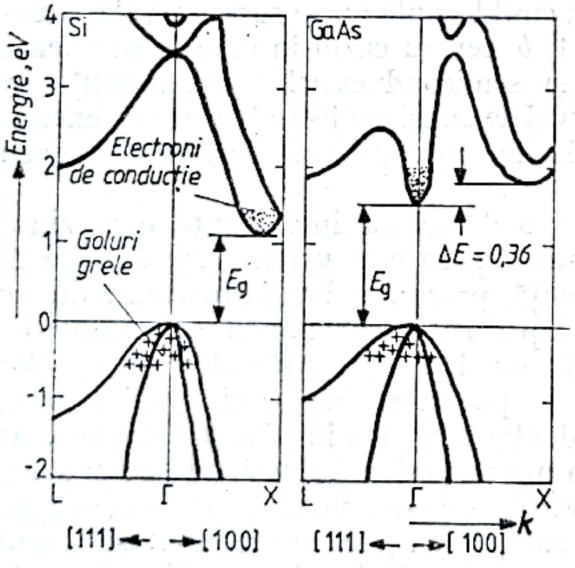


Fig. 1.13

unde $\hbar = \dfrac{h}{2\pi}$. Inversul masei efective $\dfrac{1}{m^*}$ este un tensor de ordinul doi, de componente

$$\frac{1}{m^*_{ij}} = \frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} = \frac{1}{\hbar^2}\,\frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j}, \qquad 1.6.3$$

$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ reprezentînd cvasiimpulsul electronului în cristal. Se vede că valoarea masei efective depinde de direcția vectorului $\mathbf{k}$ (sau cvasiimpulsului $\mathbf{p}$) în cristal. Astfel, datorită prezenței atomilor (ionilor) în nodurile rețelei cristaline, electronii în corpul solid se mișcă într-un potențial periodic determinat de sarcinile pozitive din nodurile rețelei. Potențialul periodic face ca electronul său nu se mai miște liber ca în vid.

Scanned with OKEN Scanner

Introducerea masei efective m^* pentru electron face ca acesta să fie considerat că se mișcă liber în potențialul periodic, dacă în loc de m_0 (masa electronului în vid) se ia masa efectivă m_n^* a acestuia.

1.7. SEMICONDUCTORI INTRINSECI ȘI EXTRINSECI

Un semiconductor intrinsec reprezintă un solid pur format din atomii rețelei de bază și conținînd impurități atît de puține (practic neglijabile) încît prezența acestora nu afectează cu nimic proprietățile fizice ale solidului.

În cazul semiconductorilor intrinseci la 0 K toate stările energetice din banda de valență sînt ocupate de electroni, iar stările energetice din banda de conducție sînt complet libere. Cînd lățimea E_g a benzii interzise nu este prea mare (de ordinul zecimilor sau a unităților de eV) atunci la creșterea temperaturii electronii din banda de valență încep să treacă în cea de conducție (fig. 1.14, *a*). Ca urmare, la echilibru termic, numărul de electroni n_0 care au trecut în banda de conducție în urma excitației termice este egal cu numărul p_0 al golurilor care s-au format în banda de valență în urma plecării electronilor, adică

$$n_0 = p_0.$$

Semiconductorii extrinseci sau cu impurități au proprietăți fizice, în special electrice, puternic dependente de tipul și cantitatea de atomi de impu-

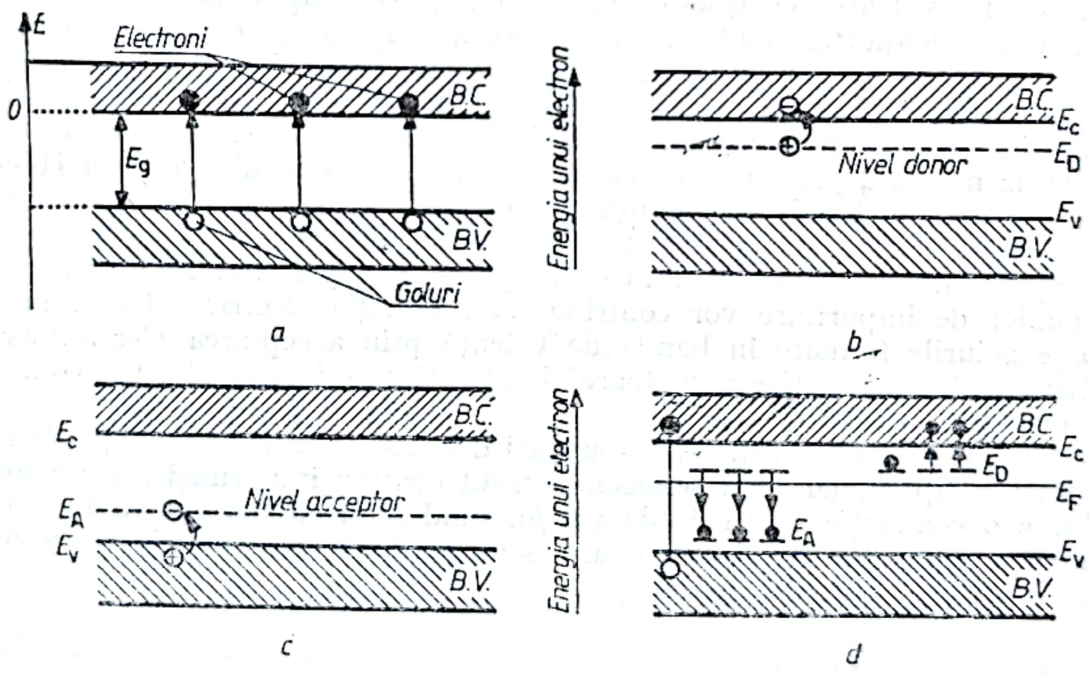


Fig. 1.14

ritate precum și de excesul sau deficitul față de proporția stoichiometrică a atomilor constituenți, în cazul cînd sînt formați din două sau mai multe tipuri de atomi. Introducerea deliberată a impurităților se numește dopaj sau impurificare.

Scanned with OKEN Scanner

Corpurile solide tipic semiconductoare sînt Si și Ge care au patru electroni de valență [1]. În rețeaua cristalină atomii de Si (de exemplu) formează legături covalente, cu dispunere tetraedrică (patru legături ce formează între ele unghiuri de 120°), în care fiecare atom are nivelele energetice completate cu electroni.

Dacă un atom de impuritate cu 5 electroni de valență (de exemplu de *P*, As, Sb etc.) este introdus în rețea, în locul unui atom al rețelei de bază, patru electroni ai acestuia vor participa la legătura covalentă, iar un electron va rămîne disponibil. Atomii de impuritate care pot fi ionizați pentru a elibera în cristal un electron, se numesc donori. Cristalul ca un întreg rămîne neutru electric deoarece electronul rămîne în cristal. Energia nivelului energetic pe care a fost electronul în atom se numește energia nivelului donor E_D (fig. 1.14, *b*). Potențialul periodic al rețelei cristaline face ca electronul să nu se miște liber. Schimbarea masei m_0 a electronului cu o masă efectivă m_n^*, astfel ca $E + \frac{\hbar^2}{2m^*} |\mathbf{k}|^2$, permite ca mișcarea acestuia să fie considerată ca a unui electron liber. Efectul sarcinii pozitive a nucleului ionului (de fosfor de exemplu) menține electronul în jurul atomului propriu printr-o legătură slabă. Energia necesară scoaterii acestui electron din atomul de element pentavalent și trimiterii lui în rețea (în banda de conducție) (fig. 1.14, *b*) constituie tocmai energia de ionizare.

Dacă atomul de impuritate este din grupa a III-a (de exemplu Al, Ga, In etc.)., el substituie în nodul rețelei un atom de semiconductor din grupa a IV-a. Aceasta face ca o legătură covalentă să fie satisfăcută doar pe jumătate din cauza lipsei unui electron. Energetic acolo lipsește un electron (există un gol) iar valoarea energiei este situată puțin deasupra limitei superioare a benzii de valență (fig. 1.14, *c*). Dacă se ridică temperatura corpului solid atunci un electron din banda de valență trece pe nivelul acceptor al atomului de impuritate, completînd lipsa unui electron, iar în banda de valență apare un gol care, în cîmp electric exterior se va deplasa în sens invers față de electron. Energia necesară pentru a completa un gol din atomul din grupa a III-a cu un electron din banda de valență este energia de ionizare a acceptorilor.

Deoarece în banda de conducție a unui semiconductor există multe stări energetice libere, toți electronii care au plecat în rețea din stările donoare ale atomilor de impuritare vor contribui la conducția electrică. De asemenea, toate golurile formate în banda de valență prin acceptarea electronilor de către nivelele energetice acceptoare ale atomilor de impuritate, vor contribui la conducția electrică.

Dacă semiconductorul are impurități donoare se obține conducție de electroni (de tip *n*), iar cînd semiconductorul conține impurități acceptoare se obține o conducție pozitivă (de tip *p*). Cînd semiconductorul va fi atît cu impurități donoare cît și acceptoare, semiconducția este atît de tip *n* cît și de tip *p* (fig. 1.14, *d*).

---

[1] Pe lîngă acești semiconductori, în practică se mai folosesc și alte materiale semiconductoare, dintre care deja au găsit multe aplicații practice GaAs, InSb, GaP, CdS, Bi_2Te_3 și alții [8, 9].

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul 2. FENOMENE DE TRANSPORT ÎN CORPUL SOLID (CONDUCTIBILITATE, EFECTE GALVANOMAGNETICE, TERMOELECTRICE ȘI TERMOMAGNETICE)

2.1. STATISTICA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

2.1.1. DENSITĂȚILE DE STĂRI PENTRU ELECTRONI ȘI GOLURI DIN BENZILE ENERGETICE

Procesele electronice din metale și semiconductori masivi, precum și cele de la suprafața acestora sînt determinate de distribuția după energii a electronilor și golurilor. Pentru descrierea efectelor fizice în cîmp electric (conductibilitate), în cîmp magnetic (efectele galvanomagnetice) și în cîmp termic (efectele termoelectrice), trebuie să se cunoască atît spectrul de energie al electronului în cristal, cît și concentrația purtătorilor de sarcină.

Pentru a calcula concentrația purtătorilor în benzile de energie este necesar să se cunoască densitatea stărilor energetice cuantice și probabilitatea de ocupare a acestor stări, adică funcția de distribuție după energii a purtătorilor de sarcini electrice. Funcția de distribuție depinde de temperatura T a sistemului și exprimă probabilitatea ca un nivel de energie E, la o anumită temperatură T să fie ocupat de un electron (sau gol).

Pentru analiza problemelor legate de proprietățile electrice ale semiconductorilor se folosesc, de regulă, distribuția Fermi-Dirac și distribuția Maxwell-Boltzmann, iar cînd se studiază proprietăți optice sau termice se mai apelează și la distribuția Bose-Einstein (pentru fononi, fotoni etc.).

În cazul concentrațiilor mari de purtători de sarcini electrice în metale sau în semiconductori puternic impurificați, probabilitatea ca o stare energetică (o stare cuantică), caracterizată de energia

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} |\mathbf{k}|^2 \qquad 2.1.1$$

la echilibru termodinamic, la temperatura T, să fie ocupată cu un electron este dată de funcția de distribuție Fermi-Dirac

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{K_B T}}} \qquad 2.1.2$$

unde E_F este energia nivelului Fermi, K_B — constanta lui Boltzmann, iar indicele n semnifică sarcina negativă. Statistica Fermi-Dirac se aplică particulelor care satisfac principiul lui Pauli. Degenerarea este o calitate care apare în cadrul sistemelor de fermioni, fiind legată de ocuparea nivelelor. Dacă însă concentrația purtătorilor de sarcină este mică atunci probabilitatea de ocupare cu electroni a stărilor energetice permise este mică (cu valoare aproape zero adică $f(E) \gtrsim 0$). Această situație este îndeplinită cînd în expresia 2.1.2 $e^{\frac{E-E_F}{K_B T}} \gg 1$. În acest caz $E - E_F \gg K_B T$ sau $T \gg T_c$ unde T_c se numește

temperatură de degenerare. Ca urmare, în funcția de distribuție Fermi-Dirac se poate neglija valoarea 1 de la numitor și rezultă funcția de distribuție Maxwell-Boltzmann

$$f_n(E) \simeq \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{K_B T}}} = e^{-\frac{(E-E_F)}{K_B T}}. \qquad 2.1.3$$

Sistemele la care se aplică statistica Maxwell-Boltzmann se numesc nedegenerate. Această statistică se aplică semiconductorilor slab dopați și izolatorilor la care concentrația purtătorilor de sarcină este mică ($10^{16} - 10^{17}$ cm^{-3}) comparativ cu concentrația stărilor energetice permise ($10^{22} - 10^{23}$ cm^{-3}).

Revenind la discuția funcției de distribuție Fermi-Dirac (expresia 2.1.2) se știe că într-un corp solid aflat la 0 K electronii se repartizează pe diferite nivele energetice, conform principiului lui Pauli, începînd de la nivelul zero pînă la un anumit nivel E_{F_0}, cunoscut și sub numele de potențial chimic, iar stările energetice superioare rămîn neocupate.

În general nivelul Fermi depinde de temperatură iar pentru $T \neq 0$ se notează cu E_F.

Numărul stărilor energetice dN_n ocupate cu electroni, adică numărul de electroni ce se află în intervalul energetic E și $E + dE$ în corpul solid este dat de produsul între numărul stărilor energetice $g(E)\,dE$, existente în intervalul respectiv și probabilitatea $f_n(E)$ de ocupare a lor, adică

$$dN_n(E) = g(E)\, f_n(E)\, dE. \qquad 2.1.4$$

În relația 2.1.4, factorul $g(E)$ reprezintă numărul stărilor energetice permise din intervalul energetic unitate în întregul volum al corpului solid și este cunoscut sub numele de densitate de stări energetice.

Numărul golurilor cuprinse în intervalul energetic E și $E + dE$ este

$$dN_p(E) = g(E)\, f_p(E)\, dE \qquad 2.1.5$$

unde $f_p(E)$ reprezintă funcția de distribuție a golurilor (probabilitatea de ocupare cu goluri a stărilor energetice) adică

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{-\frac{(E-E_F)}{(K_B T)}}} = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_F - E}{K_B T}}}. \qquad 2.1.2'$$

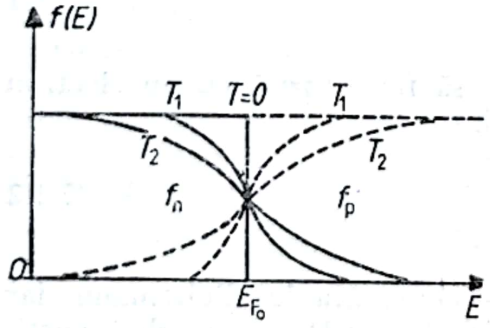


Fig. 2.1

Funcția de probabilitate pentru electroni (relația 2.1.2) și pentru goluri (relația 2.1.2′) este ilustrată grafic în figura 2.1 pentru cîteva temperaturi ($T = 0$ K; $T_2 > T_1 > 0$ K). Se poate constata ușor că pentru $T = 0$ K, $f_n(E) = f_p(E) = \frac{1}{2}$.

Pentru a putea determina concentrația și distribuția reală a purtătorilor de sarcini electrice în benzile permise este necesară cunoașterea densității

de stări $g(E)$. Sub formă generală, cînd suprafețele, de energie constantă, relația 2.1.1) nu sînt sfere ci elipsoizi, energia are forma

$$E = \frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{k_x^2}{m_x^*} + \frac{k_y^2}{m_y^*} + \frac{k_z^2}{m_z^*}\right], \qquad 2.1.6$$

iar mărimea componentelor k_x, k_y, k_z, ale vectorului de undă pe cele trei direcții satisface condiția de periodicitate:

$$k_x = \left(\frac{2\pi}{L_x}\right) n_x; \quad k_y = \left(\frac{2\pi}{L_y}\right) n_y; \quad k_z = \left(\frac{2\pi}{L_z}\right) n_z. \qquad 2.1.7$$

În relațiile 2.1.6 și 2.1.7 mărimile L_x, L_y, L_z sînt dimensiunile cristalului (ele fiind multiplii întregi ai constantelor de rețea pe cele trei direcții), n_x, n_y, n_z sînt numere întregi, iar m_x^*, m_y^*, m_z^* sînt masele efective ale electronilor pe cele trei direcții în cristal.

Deoarece calculele sînt relativ complicate în cazul general, vom evalua numărul stărilor energetice pentru cazul $m_x^* = m_y^* = m_z^* = m_n^*$ cînd suprafețele de energie constantă sînt sfere de rază $\mathbf{k}$, așa cum rezultă din relația 2.1.1. Deci $|\mathbf{k}|^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. Prin urmare, pentru orice valoare a vectorului de undă $\mathbf{k}$ există un punct în spațiul $\mathbf{k}$ deoarece din 2.1.7 rezultă că vectorul $\mathbf{k}$ poate lua numai valori discrete. Extremitățile acestor vectori $\mathbf{k}$ formează o rețea paralelipipedică unde distanța dintre noduri este dată de 2.1.7 cînd $n_x = n_y = n_z = 1$. Fiecare nod corespunde unei anumite energii (unei stări energetice) (relația 2.1.1) și are volumul elementar în spațiul $\mathbf{k}$ dat de

$$k_x k_y k_z = \frac{8\pi^3}{L_x L_y L_z}. \qquad 2.1.8$$

Numărul de stări energetice (de noduri) din volumul coroanei sferice de rază $\mathbf{k}$ (fig. 2.2) (corespunzătoare energiei E) și de grosime dk (corespunzătoare variației energiei cu dE) este

$$V' = 4\pi k^2\, dk,$$

iar numărul de noduri (deci de stări) în coroana circulară de grosime dk (fig. 2.2) este

$$dS(E) = \frac{4\pi k^2\, dk}{8\pi^3}(L_x L_y L_z), \qquad 2.1.9$$

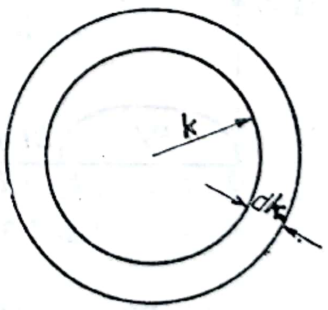


Fig. 2.2

unde $L_x L_y L_z = V$ reprezintă volumul probei.

Dacă se ține seama și de numărul cuantic de spin fiecare nod corespunde la două stări energetice. Din 2.1.1 rezultă $k^2 = \frac{2m_n^* E}{\hbar^2}$, de unde prin diferențiere: $dk = \frac{(2m_n^*)^{1/2} E^{-1/2}}{2\hbar} dE$ și înlocuire în relația 2.1.9 rezultă

$$dS(E) = \frac{4\pi V}{h^3}(2m_n^*)^{3/2} E^{1/2}\, dE. \qquad 2.1.10$$

Scanned with OKEN Scanner

Dar densitatea de stări reprezintă numărul de stări pe intervalul energetic unitate, adică

$$g(E) = \frac{dS(E)}{dE} = \frac{4\pi V}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} E^{1/2}. \qquad 2.1.11$$

Această expresie este valabilă în cazul mișcării libere a electronilor, precum și pentru electronii cu |k| mic.

Dacă se consideră, conform teoriei Sommerfeld, că electronii din metal se mișcă într-un potențial de energie constantă E_0, atunci densitatea de stări energetice este [4—8]

$$g(E) = \frac{4\pi V}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_0)^{1/2}. \qquad 2.1.12$$

Electronii care ocupă aceste stări se numesc cvasiliberi. Ei diferă de electronii liberi din cauza potențialului adițional (de energie constantă) ce se datorește prezenței rețelei cristaline.

În cazul semiconductorilor, unde ținem seama de existența benzilor energetice permise și interzise iar |k| este mare, densitatea stărilor se abate de la expresia 2.1.11 și anume se poate arăta că în benzile de valență (BV) și de conducție (BC) dependențele densității de stări $g(E)$ de energie sînt arce de parabole (fig. 2.3) ce pornesc de la extremitățile benzii de valență și benzii de conducție [5—8]. Deoarece electronii din bandă de conducție inițial umplu cele mai coborîte nivele din această bandă, atunci luînd ca referință energia E_c, corespunzătoare limitei inferioare a benzii de conducție, densitatea de stări pentru electroni este [5—8]

$$g_n(E) = \frac{4\pi V}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}. \qquad 2.1.13$$

Golurile din banda de valență sînt situate în partea superioară a acesteia (de unde au plecat electronii în banda de conducție). Atunci considerînd ca referință energia E_v, corespunzătoare limitei superioare a benzii de valență, densitatea de stări pentru goluri este

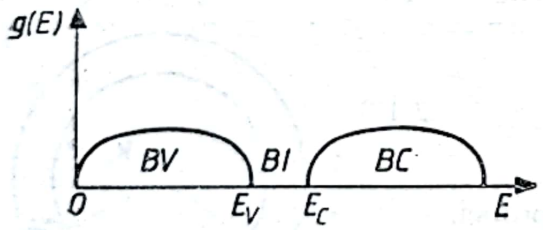


Fig. 2.3

$$g(E) = \frac{4\pi V}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} (E_v - E)^{1/2}. \qquad 2.1.14$$

2.1.2. DISTRIBUȚIA ELECTRONILOR DUPĂ VECTORUL DE UNDĂ ȘI DUPĂ COORDONATELE SPAȚIALE

Am văzut că volumul corespunzător unei stări energetice în spațiul k este dat de relația 2.1.8, adică

$$k_x k_y k_z = \frac{8\pi^3}{L_x L_y L_z}, \qquad 2.1.8$$

Scanned with OKEN Scanner

unde L_x, L_y, L_z sînt dimensiunile cristalului pe cele trei axe rectangulare. În unitatea de volum din spațiul k se găsesc atunci $1/[8\pi^3/L_xL_yL_z]$ stări, iar în volumul elementar $dk_x\ dk_y\ dk_z$ se găsesc stările energetice

$$dN = \frac{L_xL_yL_z}{8\pi^3}\ dk_x\ dk_y\ dk_z. \qquad 2.1.15$$

Dacă cristalul este sub formă de cub ($L_xL_yL_z = V$) și dacă se include și spinul se obține numărul de stări din tot cristalul, dintr-o bandă energetică, cu vectorii de undă cuprinși între k_x și $k_x + dk_x$, k_y și $k_y + dk_y$, k_z și $k_z + dk_z$

$$dN = \frac{V}{4\pi^3}\ dk_x\ dk_y\ dk_z. \qquad 2.1.16$$

În unitatea de volum a cristalului și unitatea de volum din spațiul k se găsesc $n(\mathrm{k}) = \frac{1}{4\pi^3}$ stări. Pentru a calcula curentul electric dintr-un cristal este necesar să se cunoască funcția de distribuție a electronilor sau golurilor după vectorul de undă k, adică probabilitatea ca o stare cuantică să fie ocupată cu electroni sau goluri.

Funcția de distribuție Fermi-Dirac (relația 2.1.2) conține energia stărilor energetice care, conform relației 2.1.1 depind de valorile vectorului de undă k iar în general și de poziție, adică

$$E = E(\mathrm{k}, \mathrm{r})$$

ceea ce înseamnă că relația 2.1.2 devine

$$f(\mathrm{k}, \mathrm{r}) = \frac{1}{e^{\frac{E(\mathrm{k}, \mathrm{r}) - E_F}{K_L T}} + 1}. \qquad 2.1.17$$

Aceasta reprezintă probabilitatea ca o stare k dintr-un punct (sau o regiune microscopică) r al cristalului să fie ocupată cu un electron.

Dacă din exterior se aplică cristalului o excitație variabilă în timp sau sînt luate în considerație și regimurile tranzitorii din momentul aplicării anumitor excitații pînă la stabilirea proceselor staționare, atunci

$$f = f(\mathrm{k}, \mathrm{r}, t). \qquad 2.1.18$$

Numărul de stări cuprinse în intervalul k_x și $k_x + dk_x$, k_y și $k_y + dk_y$, k_z și $k_z + dk_z$, în unitatea de volum a cristalului, dacă se ține seama de relația 2.1.16 este

$$dn = \frac{1}{4\pi^3}\ dk_x\ dk_y\ dk_z, \qquad 2.1.19$$

iar numărul de electroni cuprinși pe stările din intervalul k și k + dk este deci egal cu

$$dn_n = \frac{1}{4\pi^3} f(\mathrm{k}, \mathrm{r}, t)\ dk_x, dk_y\ dk_z. \qquad 2.1.20,$$

Scanned with OKEN Scanner

Această relație exprimă numărul de electroni din unitatea de volum, la momentul t, în punctul $\mathbf{r}$ din cristal, care au vectorii de undă cuprinși între $\mathbf{k}$ și $+\mathbf{k}+\mathrm{d}\mathbf{k}$.

Numărul de electroni din elementul de volum $\mathrm{d}x\ \mathrm{d}y\ \mathrm{d}z$ al rețelei cristaline este

$$\mathrm{d}N_n = \frac{1}{4\pi^3} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)\ \mathrm{d}k_x\ \mathrm{d}k_y\ \mathrm{d}k_z\ \mathrm{d}x\ \mathrm{d}y\ \mathrm{d}z. \qquad 2.1.21$$

Aceasta reprezintă distribuția electronilor după vectorul de undă și după coordonatele spațiale. În expresia funcției de distribuție (relația 2.1.17) intră și temperatura care poate fi constantă sau poate varia de la un punct la altul al cristalului. Trebuie observat de asemenea că funcția Fermi-Dirac sau Maxwell-Boltzmann este valabilă la echilibru termic.

2.2. CONCENTRAȚIA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ ÎN SEMICONDUCTORI INTRINSECI

Pentru calcularea concentrației electronilor din banda de conducție și a golurilor, din banda de valență, se are în vedere că, în cazul semiconductorilor intrinseci, concentrația electronilor este mică și K_BT atît de mare încît gazul electronic poate fi considerat nedegenerat ($(E - E_F) \gg K_BT$). Atunci în expresia funcției de distribuție Fermi-Dirac (v. 2.1.2) se neglijează unitatea în raport cu exponențiala, obținîndu-se funcția de distribuție corespunzătoare statisticii Maxwell-Boltzmann adică relația 2.1.3 [5—7]. Luînd originea energiei (fig. 2.4) limita inferioară a benzii de conducție, atunci densitatea de stări în volumul V al semiconductorului din banda de conducție este dată în relația 2.1.13. Numărul de electroni din unitatea de volum din banda de conducție, se obține prin împărțirea cu V, prin înlocuirea expresiilor 2.1.3 și 2.1.13 în 2.1.4 și integrarea în intervalul în care electronii pot ocupa stări energetice libere, adică între E_c (limita inferioară a benzii de conducție) și infinit

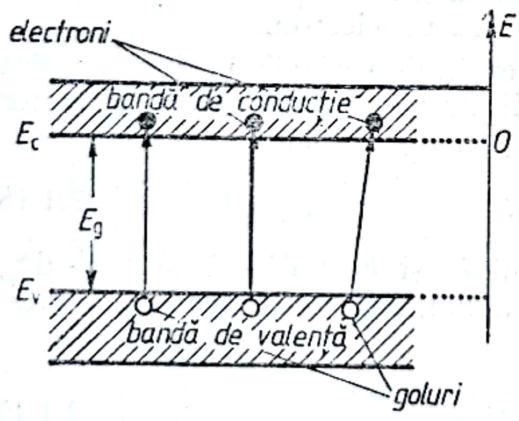


Fig. 2.4

$$n_n = \frac{1}{V}\int_{E_c}^{\infty} g_n f_n\ \mathrm{d}E =$$

$$= \frac{4\pi}{h^3}\ (2m_n^*)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{1/2}\, \mathrm{e}^{-\frac{(E-E_F)}{K_BT}}\ \mathrm{d}E. \qquad 2.2.1$$

Cum $E_F = ct$, se scoate în fața integralei și rezultă

$$n_n = \frac{4\pi}{h^3}\ (2m_n^*)^{3/2}\ \mathrm{e}^{\frac{E_F}{K_BT}} \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{1/2}\, \mathrm{e}^{-\frac{E}{K_BT}}\ \mathrm{d}E \qquad 2.2.2$$

Scanned with OKEN Scanner

După amplificarea la numitor și numărător cu $e^{\frac{E_c}{K_BT}}$ se obține

$$n_n = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n^*)^{3/2}\, e^{\frac{E_F-E_c}{K_BT}} \int_{E_c}^{\infty}(E - E_c)^{1/2}\, e^{-\frac{E-E_c}{K_BT}}\, dE. \qquad 2.2.3$$

Se face schimbarea de variabilă sub integrală

$$\frac{(E - E_c)}{K_BT} = x;\ dE = K_BT\, dx \qquad 2.2.4$$

și rezultă

$$n_n = \frac{4\pi}{h^3}(2m_n^*K_BT)^{3/2}\, e^{\frac{E_F-E_c}{K_BT}} \int_0^{\infty} x^{1/2}\, e^{-x}\, dx. \qquad 2.2.5$$

Integrala din relația 2.2.5 este o integrală de tip Poisson fiind egală cu $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$, adică

$$\int_0^{\infty} x^{1/2}\, e^{-x}\, dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}. \qquad 2.2.6$$

În acest caz expresia 2.2.5 devine

$$n_n = \frac{2}{h^3}(2m_n^*\pi K_BT)^{3/2}\, e^{-\frac{(E_c-E_F)}{K_BT}} = N_c \cdot e^{-\frac{(E_c-E_F)}{K_BT}} \qquad 2.2.7$$

unde

$$N_c = \frac{2}{h^3}(2m_n^*\pi K_BT)^{3/2}, \qquad 2.2.8$$

reprezintă densitatea efectivă a stărilor energetice în banda de conducție.

Numărul golurilor din banda de valență, pe intervalul energetic unitate, se obține prin înlocuirea în relația 2.1.5 a funcției de distribuție Maxwell-Boltzmann pentru goluri

$$f_p(E) = e^{\frac{E-E_F}{K_BT}} \qquad 2.2.9$$

și a densității de stări dată de relația 2.1.14.

Funcția de distribuție 2.2.9 se obține din 2.1.2 (v. și 2.1.2') unde se neglijează la numitor 1 comparativ cu exponențiala.

Am ținut seama că majoritatea golurilor se repartizează în apropierea limitei superioare a benzii de valență și că pentru goluri creșterea energiei înseamnă depărtarea de E_v (limita superioară a benzii de valență) în interiorul benzii.

După integrare între limitele de existență a stărilor energetice care pot fi ocupate cu goluri, adică de la $+\infty$ la limita superioară a benzii de valență, rezultă concentrația golurilor

$$n_p = \frac{1}{V}\int_{\infty}^{E_v} g(E)\, f_p(E)\, dE$$

Scanned with OKEN Scanner

sau

$$n_p = \frac{4\pi}{h^3}(2m_p^*)^{3/2}\int_{\infty}^{E_v}(E_v - E)^{1/2}\, e^{\frac{E-E_F}{K_BT}}\, dE,$$

sau încă

$$n_p = \frac{4\pi}{h^3}(2m_p^*)^{3/2}\, e^{-\frac{E_F}{K_BT}}\int_{\infty}^{E_v}(E_v - E)^{1/2}\, e^{\frac{E}{K_BT}}\, dE.$$

După amplificare la numărător și numitor cu $e^{-\frac{E_v}{K_BT}}$ rezultă

$$n_p = \frac{4\pi}{h^3}(2m_p^*)^{3/2}\, e^{\frac{E_v-E_F}{K_BT}}\int_{\infty}^{E_v}(E_v - E)^{1/2}\, e^{-\frac{(E_v-E)}{K_BT}}\, dE.$$

Făcînd schimbarea de variabilă

$$\frac{(E_v - E)}{K_BT} = x, \frac{-dE}{K_BT} = dx$$

și ținînd seama că atunci cînd $x = 0$ și $E_v = 0$ adică în figura 2.4 de data aceasta energia de referință este E_v, rezultă

$$n_p = \frac{4\pi}{h^3}(2m_p^*K_BT)^{3/2}\, e^{\frac{E_v-E_F}{K_BT}}\int_{+\infty}^{0} x^{1/2}\, e^{-x}(-dx).$$

Inversînd limitele de integrare și ținînd seama de valoarea $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$ a integralei de tip Poisson (v. 2.2.6), se obține

$$n_p = \frac{2}{h^3}(2m_p^*\pi K_BT)^{3/2}\, e^{-\frac{(E_F-E_v)}{K_BT}} = N_v\, e^{-\frac{E_F-E_v}{K_BT}}. \qquad 2.2.10$$

Expresia

$$N_v = \frac{2}{h^3}(2m_p^*\pi K_BT)^{3/2}, \qquad 2.2.11$$

reprezintă densitatea efectivă a stărilor energetice pentru goluri din banda de valență.

Să vedem acum unde se situează nivelul Fermi E_F, în cazul unui semiconductor intrinsec. Prin excitația termică a unui electron și trecerea lui din banda de valență în banda de conducție, în banda de valență rămîne un gol și rezultă că $n_n = n_p$; atunci din egalarea lui 2.2.7 cu 2.2.10 se obține

$$(m_n^*)^{3/2}\, e^{-\frac{(E_c-E_F)}{K_BT}} = (m_p^*)^{3/2}\, e^{-\frac{E_F-E_v}{K_BT}}$$

sau

$$e^{\frac{2E_F}{K_BT}} = \left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right)^{3/2} e^{\frac{E_v+E_c}{K_BT}}.$$

Scanned with OKEN Scanner

Logaritmînd avem

$$\frac{2E_F}{K_BT} = \frac{E_v + E_c}{K_BT} + \ln\left[\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right)^{3/2}\right]$$

sau

$$E_F = \frac{E_v + E_c}{2} + \frac{3}{4} K_BT \cdot \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right).$$

Din figura 2.4 rezultă că $E_c - E_v = E_g$, adică reprezintă chiar lățimea benzi interzise; atunci rezultă

$$E_F = E_v + \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} K_BT \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right). \qquad 2.2.13$$

Este interesant de menționat că dacă masele efective m_n^* și m_p^* ale electronilor și golurilor sînt egale, sau dacă $T = 0$ K, nivelul Fermi în semiconductori intrinseci se găsește în mijlocul benzii interzise $\left(E_F = E_v + \frac{E_g}{2}\right)$. Dacă $m_p^* \neq m_n^*$ nivelul Fermi este dispus mai aproape de banda de conducție (pentru $m_p^* > m_n^*$), sau mai aproape de zona de valență (pentru $m_n^* > m_p^*$). Deplasările sînt însă mici chiar la temperatura camerei $\left(\frac{E_g}{K_BT} \approx \frac{1}{40}\right)$, iar variațiile lui m_p^* și m_n^* sînt deasemenea mici, cu atît mai mult cu cît expresia 2.2.13 conține logaritmul raportului lor.

Înlocuind relația 2.2.13 în 2.2.7 și 2.2.10 se obține

$$n_n p_n = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{K_BT}} \qquad 2.2.14$$

Notînd $n_n = n_0$ și $p_n = p_0$ (concentrațiile la echilibru), în cazul semiconductorilor intrinseci unde $n_0 = p_0 = n_i$, rezultă că

$$n_0 p_0 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{K_BT}} = n_i^2. \qquad 2.2.15$$

De aici se poate găsi concentrația proprie (intrinsecă) n_i a electronilor (și respectiv golurilor) sub forma

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_c}\sqrt{N_v}\, e^{-\frac{E_g}{2K_BT}}. \qquad 2.2.16$$

2.3. CONCENTRAȚIA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ ÎN SEMICONDUCTORII CU IMPURITĂȚI

La semiconductorii extrinseci, concentrația purtătorilor de sarcină este esențial determinată de particularitățile atomilor de impuritate precum și de densitatea lor. Pentru obținerea expresiei concentrației purtătorilor vom considera că fiecare atom de impuritate cedează sau captează doar un singur electron, ceea ce înseamnă că fiecare atom de impuritate are asociată o singură stare energetică.

Expresiile concentrațiilor purtătorilor de sarcină pentru electroni (relația 2.2.7) și respectiv pentru goluri (relația 2.2.10) obținute în paragraful precedent pentru semiconductori intrinseci sînt valabile și pentru semiconductori dopați, cu condiția ca gazul de electroni și goluri să fie nedegenerat.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă notăm cu n_n concentrația electronilor din banda de conducție și n_p concentrația golurilor din banda de valență, atunci relațiile 2.2.7 și respectiv 2.2.10, ținînd seama de notațiile 2.2.8 și respectiv 2.2.11, se scriu:

$$n_n = N_c \, e^{-\frac{(E_c - E_F)}{K_B T}} \qquad 2.2.7'$$

$$n_p = N_v \, e^{-\frac{(E_F - E_v)}{K_B T}}, \qquad 2.2.10'$$

unde N_c și respectiv N_v au forma dată de expresiile 2.2.8 și respectiv 2.2.11 și reprezintă densitățile efective de stări energetice pentru electroni în banda de conducție și pentru goluri în banda de valență.

În cazul semiconductorilor (și izolatorilor) cu concentrația N_D a atomilor donori și N_A a atomilor acceptori, considerînd că toate stările donoare au energia E_D și toate stările acceptoare au energia E_A, densitatea de stări energetice este atunci N_D pentru donori și N_A pentru acceptori la o anumită temperatură. Concentrațiile electronilor și respectiv ale golurilor localizate pe impurități vor fi n_{nD}, respectiv n_{pA} [5—7]:

$$n_{nD} = N_D f_D(E) = \frac{N_D}{1 + e^{\frac{E_D - E_F}{K_B T}}} \qquad 2.3.1$$

$$n_{pA} = N_A f_A(E) = \frac{N_A}{1 + e^{\frac{E_F - E_A}{K_B T}}}. \qquad 2.3.2$$

Dacă notăm cu N_D^0 concentrația donorilor neionizați la temperatura T (egală cu concentrația n_{nD} a electronilor localizați pe stările atomilor donori) atunci relația 2.3.1 se mai scrie

$$\frac{N_D^0}{N_D} = \frac{1}{1 + e^{(E_D - E_F)/K_B T}} \qquad 2.3.3$$

Dar numărul de donori ionizați este $N_D^+ = N_D - N_D^0$ și ținînd seama de 2.2.3 rezultă

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + e^{(E_F - E_D)/K_B T}} \qquad 2.3.4$$

Dacă se face raportul relațiilor 2.3.3 și 2.3.4 rezultă expresia

$$\frac{N_D^0}{N_D^+} = e^{-(E_D - E_F)/K_B T}, \qquad 2.3.5$$

cunoscută sub numele de factorul Boltzmann. În acesta trebuie ținut însă seama de faptul că stările sînt localizate prin introducerea factorului de degenerare a stărilor donoare. Anume donorul neutru are factorul de degenerare 2 deoarece cel de-al cincilea electron se poate găsi în oricare din cele două stări de spin ale atomului de impuritate. Donorul ionizat însă are toți electronii de valență împerecheați astfel că starea lui este nedegenerată. Datorită degenerării donorilor neionizați, factorul Boltzmann corectat, se scrie

$$\frac{N_D^0}{N_D^+} = 2e^{-\left(\frac{E_D - E_F}{K_B T}\right)}. \qquad 2.3.6$$

Scanned with OKEN Scanner

Știind că $N_D^+ = N_D - N_D^0$,

rezultă

$$\frac{N_D^0}{N_D - N_D^0} = 2e^{-\frac{(E_D - E_F)}{K_B T}}.$$

Atunci concentrația stărilor neionizate ale donorilor va fi

$$N_D^0 = \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} e^{\frac{E_D - E_F}{K_B T}}} = N_D \cdot f(E_D) \qquad 2.3.7$$

unde

$$f(E_D) = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{\frac{E_D - E_F}{K_B T}}}, \qquad 2.3.8$$

este funcția de distribuție corectată, pentru donori.

Factorul Boltzmann pentru acceptori, din motive similare este

$$\frac{N_A^0}{N_A^-} = 2e^{\frac{E_A - E_F}{K_B T}}, \qquad 2.3.9$$

unde N_A^- este concentrația atomilor acceptori ionizați

$$N_A^- = N_A - N_A^0$$

(N_A^0 — concentrația atomilor acceptori rămași neutri).

Prin înlocuire în 2.3.9 rezultă concentrația atomilor acceptori neionizați, adică

$$N_A^0 = \frac{N_A}{1 + \frac{1}{2} e^{-\frac{(E_A - E_F)}{K_B T}}} = N_A \cdot f(E_A) \qquad 2.3.10$$

unde

$$f(E_A) = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{-\frac{(E_A - E_F}{K_B T}}}, \qquad 2.3.11$$

este funcția de distribuție (corectată) a acceptorilor.

În cazul semiconductorilor extrinseci, concentrația electronilor în banda de conducție și respectiv concentrația golurilor în banda de valență se datoresc atît excitării în domeniul intrinsec (relațiile 2.2.7 și respectiv 2.2.10), cît și electronilor și respectiv golurilor care apar datorită atomilor de impuritate (relațiile 2.3.1 și respectiv 2.3.2).

În general, cînd semiconductorul posedă atît atomi donori cît și acceptori trebuie să se respecte condiția ca din punct de vedere electric, semiconductorul să rămînă neutru. Deoarece prezentarea generală a problemei este laborioasă vom aborda cîteva cazuri importante.

Scanned with OKEN Scanner

Considerăm $N_D > N_A$ (concentrația atomilor de impuritate donoare este mai mare decît concentrația atomilor de impuritate acceptoare). Pentru aceasta ne vom folosi de concluziile ce se desprind din relația 2.2.13 și anume că pentru semiconductori unde concentrația electronilor este egală cu cea a golurilor (semiconductori intrinseci) energia Fermi este situată deasupra jumătății superioare a benzii interzise (la $T > 0$ K). Cînd concentrația totală n_{tn} a electronilor în banda de conducție este mai mare decît concentrația totală n_{tp} a golurilor în banda de valență ($n_{tn} > n_{tp}$), cum este și în cazul $N_D > N_A$, din relațiile 2.2.7 și 2.2.10 rezultă, făcînd același raționament ca acela făcut pentru obținerea expresiei 2.2.13, că nivelul Fermi este situat în domeniul jumătății superioare a benzii interzise și anume se află mult deasupra energiei E_A a stărilor acceptoare (fig. 2.5). În acest caz stările acceptoare (fig. 2.5) sînt în întregime ocupate cu electroni, cedați de atomii donori. Aceasta determină o compensare între electronii impurităților donoare și acceptoare. Ca urmare $n_p = 0$ (concentrația golurilor determinată de stările atomilor acceptori este nulă) iar $N_A = N_A^-$ (toți atomii acceptori sînt ionizați cu electroni care provin de la atomii donori).

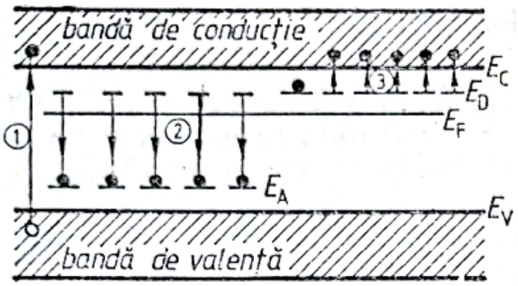


Fig. 2.5

Dacă vom considera că semiconductorul conține numai impurități donoare atunci la o creștere mică a temperaturii (temperaturi mici) atomii donori se ionizează iar electronii trec în banda de conducție. La aceste temperaturi însă electronii din banda de valență nu primesc energie suficientă pentru a trece în banda de conducție. Rezultă că semiconductorul este de tip n sarcinile negative provenind numai de la impuritățile donoare. Aceasta înseamnă că în figura 2.5 pot fi neglijate tranzițiile 1 și 2. În acest caz condiția de neutralitate (concentrațiile sarcinilor negative și pozitive să fie egale) se scrie sub forma

$$n_e = N_D - N_D^+ = N_D - n_D,$$

unde n_e este concentrația electronilor din banda de conducție. Dacă se ține seama de 2.3.1 rezultă

$$n_e = \frac{N_D}{1 + 2e^{\frac{E_F - E_D}{K_B T}}}. \qquad 2.3.12$$

În cazul semiconductorilor intrinseci am obținut, pentru concentrația electronilor în banda de conducție, expresia 2.2.7′ care egalată cu 2.3.12 conduce la

$$N_c\, e^{-\frac{E_c - E_F}{K_B T}} = \frac{N_D}{1 + 2e^{\frac{E_F - E_D}{K_B T}}} \qquad 2.3.13$$

sau

$$N_c\, e^{\frac{E_F}{K_B T}} \cdot e^{-\frac{E_c}{K_B T}} = \frac{N_D}{1 + 2e^{\frac{E_F}{K_B T}} e^{-\frac{E_D}{K_B T}}}. \qquad 2.3.13'$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru a determina E_F vom nota cantitatea pozitivă $e^{E_F/K_BT} = x$, iar 2.3.13′ devine

$$N_c x\, e^{-\frac{E_c}{K_BT}} = \frac{N_D}{1 + 2x\, e^{-E_D/K_BT}}$$

sau

$$\left[2N_c\, e^{-\frac{E_c+E_D}{K_BT}}\right] x^2 + \left[N_c\, e^{-\frac{E_c}{K_BT}}\right] x - N_D = 0. \qquad 2.3.14$$

Soluția acestei ecuații este

$$x = e^{E_F/K_BT} = \frac{1}{4} e^{E_D/K_BT}\left[-1 + \left[1 + 8\frac{N_D}{N_c} e^{\frac{E_c-E_D}{K_BT}}\right]^{1/2}\right] \qquad 2.3.15$$

unde

$$E_c - E_D = E_i \qquad 2.3.16$$

reprezintă (fig. 2.5) energia de ionizare a atomilor de impurități donoare. (Am ales doar semnul pozitiv al radicalului pentru a fi îndeplinită condiția ca $e^{E_F/K_BT} = x > 0$.)

Dacă în 2.3.15 se înlocuiește x cu expresia lui și se logaritmează, rezultă

$$E_F = E_D + K_BT \ln\frac{1}{4}\left[-1 + \left[1 + \frac{8N_D}{N_c} e^{\frac{E_c-E_D}{K_BT}}\right]^{1/2}\right]. \qquad 2.3.17$$

Această expresie nu permite formularea unor concluzii imediate asupra poziției nivelului Fermi. Vom discuta două cazuri limită, interesante din punct de vedere practic.

a) Temperaturi mici și N_D mari.

În acest caz în relația 2.3.15

$$\frac{8N_D}{N_c} e^{\frac{E_c-E_D}{K_BT}} \gg 1$$

și ca urmare se poate neglija $+1$ (de sub radical) și -1 (din fața radicalului). Astfel

$$e^{E_F/K_BT} = \frac{1}{4} e^{\frac{E_D}{K_BT}}\left[\frac{8N_D}{N_c} \cdot e^{\frac{E_c-E_D}{K_BT}}\right]^{1/2}$$

sau

$$e^{E_F/K_BT} = e^{\frac{E_D}{K_BT}}\left(\frac{N_D}{2N_c}\right)^{1/2} e^{\frac{E_c-E_D}{K_BT}} = \left(\frac{N_D}{2N_c}\right)^{1/2} e^{\frac{E_c+E_D}{K_BT}}. \qquad 2.3.18$$

Prin logaritmare se obține poziția nivelului Fermi

$$E_F = \frac{E_c + E_D}{2} + \frac{1}{2} K_BT \ln\left(\frac{N_D}{2N_c}\right). \qquad 2.3.19$$

Înseamnă că la temperaturi mici nivelul Fermi se găsește în intervalul dintre banda de conducție și nivelul donor. La $T = 0$ K poziția sa este la jumătatea acestui interval. Cînd temperatura crește, nivelul Fermi se depla-

Scanned with OKEN Scanner

Scanned with OKEN Scanner

sează spre banda de conducție sau respectiv spre nivelul donor, după cum $N_D > 2N_c$ și respectiv $N_D < 2N_c$ [5—8].

Concentrația electronilor în banda de conducție în acest caz se obține prin înlocuirea lui 2.3.12 în 2.3.13, adică

$$n_e = N_c \, e^{\frac{E_F - E_c}{K_B T}}$$

sau ținînd seama de 2.3.18 rezultă

$$n_e = \left(\frac{N_c \cdot N_D}{2}\right)^{1/2} e^{-\frac{E_c}{K_B T}} e^{\frac{E_c + E_D}{K_B T}}$$

sau

$$n_e = \left(\frac{N_c \cdot N_D}{2}\right)^{1/2} e^{-\frac{E_c - E_D}{2K_B T}}.$$

Ținînd însă seama de 2.3.16 rezultă

$$n_e = \left(\frac{N_c \cdot N_D}{2}\right)^{1/2} e^{-\frac{E_t}{2K_B T}}, \qquad 2.3.20$$

care reprezintă concentrația electronilor la temperaturi joase.

Pe baza acestei relații dacă se ține seama de 2.2.8 rezultă

$$n_e = \left(\frac{1}{h}\right)^{3/2} (2m_n^* \pi K_B T)^{3/4} N_D^{1/2} e^{-\frac{E_t}{2K_B T}}. \qquad 2.3.21$$

Măsurînd experimental dependența de temperatură a concentrației n_e, atunci din panta dreptei $\ln\left(\frac{n_e}{T^{3/4}}\right) = f\left(\frac{1}{T}\right)$ se poate determina energia de ionizare E_t a donorilor.

b) Temperaturi intermediare și $N_D < N_c$.

În acest caz $\frac{8N_D}{N_c} e^{\frac{E_c - E_D}{K_B T}} \ll 1$ deci radicalul din relația 2.3.15 se poate dezvolta în serie și se păstrează primii doi termeni, adică

$$\left(1 + \frac{8N_D}{N_c} e^{\frac{E_c - E_D}{K_B T}}\right)^{1/2} = (1 + y)^{1/2} \approx \left(1 + \frac{1}{2} y\right) = 1 + \frac{4N_D}{N_c} e^{\frac{E_c - E_D}{K_B T}}.$$

Prin înlocuire în 2.3.15 rezultă

$$e^{\frac{E_F}{K_B T}} = \frac{N_D}{N_c} e^{E_c / K_B T}, \qquad 2.3.22$$

care prin logaritmare conduce la

$$E_F = E_c - K_B T \ln\left(\frac{N_c}{N_D}\right). \qquad 2.3.23$$

Prin înlocuire în 2.2.7′ rezultă concentrația electronilor în banda de conducție

$$n_e = N_D. \qquad 2.3.24$$

Prin urmare, așa cum rezultă din 2.3.23 în acest domeniu (domeniu de epuizare a centrelor donoare) nivelul Fermi este situat sub marginea inferioară a benzii de conducție, iar concentrația electronilor este egală cu concentrația atomilor donori (v. 2.3.24). Concentrația nu mai crește cu creșterea temperaturii; toți purtătorii de sarcină ai donorilor sînt în banda de conducție.

c) La temperaturi înalte începe să se manifeste procesul de excitare bandă-bandă iar concentrația golurilor crește repede cu temperatura, depășind concentrația donorilor. În acest caz condiția de neutralitate este $n_n = n_p$, adică semiconductorul devine intrinsec (caz examinat în paragraful 2.2). Putem considera deci că într-un semiconductor intrinsec predomină purtărorii generați prin excitare bandă-bandă.

Analiza concentrației golurilor din banda de valență cînd semiconductorul este impurificat cu atomi acceptori se face similar ca pentru atomii donori, rezultatele fiind de asemenea similare. Astfel, de exemplu, pentru poziția nivelului Fermi se obține în final o relație analoagă expresiei 2.3.23, adică

$$E_F = E_v + K_B T \ln\left(\frac{N_v}{N_a}\right). \qquad 2.3.25$$

În încheierea acestui paragraf amintim că rezultatele la care am ajuns se aplică atunci cînd atomii donori sau acceptori au numai un electron sau o vacanță ce participă la conducția de tip *n* sau de tip *p*. Existența unor astfel de impurități este mult mai favorabilă din punct de vedere energetic decît atomii de impuritate cu o pereche de electroni care au spinii orientați antiparalel și care se află pe stările de valență. Atomii cu electroni avînd spinii orientați antiparalel sînt puternic legați de ionul propriu astfel încît ei nu au stări energetice în banda interzisă.

2.4. ECUAȚIA DE TRANSPORT A LUI BOLTZMANN

Cînd corpul solid se găsește în echilibru termic distribuția particulelor pe diferite stări cuantice este descrisă de funcția de distribuție Fermi-Dirac. Cînd însă corpul se găsește sub acțiunea unor forțe exterioare (cîmp electric **E**, cîmp magnetic **H**, gradient de temperatură), purtătorii de sarcină (electroni și goluri) sau de energie (electroni, goluri, fononi) se pot deplasa rezultînd fluxuri de sarcină sau de energie iar distribuția particulelor pe diferite stări cuantice nu mai este descrisă de distribuția la echilibru termic.

Pentru a discuta această problemă trebuie să observăm că în relația 2.1.21 distribuția electronilor după vectorul de undă și coordonatele spațiale se schimbă căci funcția de distribuție $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ (din 2.1.18) nu mai este cea corespunzătoare echilibrului. Prin urmare expresia 2.1.21 adică

$$dN_n = \frac{1}{4\pi^3} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)\, dk_x\, dk_y\, dk_z\, dx\, dy\, dz \qquad 2.4.1$$

reprezintă numărul de electroni care au vectorul de undă cuprins între **k** și **k** + d**k** și care se găsesc în elementul de volum cuprins între x, y, z și $x + dx, y + dy, z + dz$. Într-un spațiu cu șase dimensiuni dN_n reprezintă numărul de electroni din elementul de volum al acestui spațiu, electroni ce sînt considerați a avea toți același vector de undă **k** și prin urmare ei se vor mișca identic, sub acțiunea unor forțe externe, atît timp cît nu intervin ciocniri. Ciocnirea unui electron înseamnă ieșirea lui din grup. În lipsa ciocnirilor toți

Scanned with OKEN Scanner

electronii s-ar deplasa în spațiul cu șase dimensiuni în lungul unei anumite traiectorii, ceea ce înseamnă că de-a lungul unei asemenea traiectorii $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ se conservă în urma conservării lui dN_n din grup. De aceea în lungul unei asemenea traiectorii variația funcției de distribuție în timp este nulă ($df/dt = 0$). Dacă însă intervin ciocniri variația totală a funcției de distribuție nu mai este nulă ci va fi egală cu un termen care depinde de ciocnirile care au loc adică

$$\frac{df}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocniri} . \qquad 2.4.2$$

Dar variația totală a funcției de distribuție în timp este dată de

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} \frac{d\mathbf{k}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \frac{d\mathbf{r}}{dt} \qquad 2.4.3$$

sau înlocuind în 2.4.2

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} \frac{d\mathbf{k}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocniri} \qquad 2.4.4$$

de unde

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocniri} - \frac{\partial t}{\partial \mathbf{k}} \frac{d\mathbf{k}}{dt} - \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \frac{d\mathbf{r}}{dt} . \qquad 2.4.5$$

În această expresie derivata parțială $\partial f/\partial t$ reprezintă variația funcției de distribuție, adică de fapt a probabilității de ocupare cu electroni a unui punct $(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ din spațiul cu șase dimensiuni. Dacă observăm expresia 2.4.1 atunci 2.4.5 reprezintă variația în timp a numărului de electroni (pînă la o constantă de proporționalitate) cu vectorii de undă $\mathbf{k}$ și $\mathbf{k} + d\mathbf{k}$, cu elementul de volum cuprins între x, y, z și $x + dx$, $y + dy$, $z + dz$. Această variație este determinată așa cum rezultă din 2.4.5 de trei cauze:

1) Ciocnirea electronilor cu fononii, cu atomii de impuritare, cu defectele de rețea, care produc scoaterea sau introducerea electronilor în elementul de volum $(d\mathbf{k}, d\mathbf{r})$.

2) Acțiunea forțelor exterioare (cîmp electric, cîmp magnetic, gradient de temperatură) care tind să îndepărteze sistemul de la echilibru. Procesele responsabile de asemenea schimbări se numesc procese de orientare (de drift). Acest efect este exprimat de-al doilea termen din membrul doi al ecuației 2.4.5, care se poate scrie sub forma

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cîmp} = - \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} \frac{d\mathbf{k}}{dt} . \qquad 2.4.6$$

Dacă ținem seama însă că (vezi anexa 2)

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\hbar} \frac{d\mathbf{k}}{dt}$$

atunci

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cîmp} = - \frac{1}{\hbar} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} \mathbf{F} . \qquad 2.4.7$$

Scanned with OKEN Scanner

Trebuie observat că în această relație $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cimp}$ este o mărime scalară, ceea ce înseamnă că expresia din membrul drept reprezintă produsul scalar a două mărimi vectoriale. Aici $\partial f/\partial \mathbf{k}$ reprezintă gradientul funcției f în spațiul vectorului de undă $\mathbf{k}$; atunci 2.4.6 se mai poate scrie ca

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cimp} = -\left(\frac{\partial f}{\partial k_x}\frac{\mathrm{d}k_x}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial f}{\partial k_y}\frac{\mathrm{d}k_y}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial f}{\partial k_z}\frac{\mathrm{d}k_z}{\mathrm{d}t}\right)$$

sau ținînd seama de 2.4.7

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cimp} = -\frac{\mathbf{F}}{\hbar}\,\mathrm{grad}_{\mathbf{k}} f,$$

adică

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cimp} = -\frac{\mathbf{F}}{\hbar}\,\nabla_{\mathbf{k}} f \qquad 2.4.8$$

unde

$$\nabla_{\mathbf{k}} f = \mathbf{i}\frac{\partial f}{\partial k_x} + \mathbf{j}\frac{\partial f}{\partial k_y} + \mathbf{k}\frac{\partial f}{\partial k_z}.$$

3) Difuzia electronilor sau golurilor datorită unui gradient de temperatură sau a unui gradient de concentrație a electronilor sau golurilor provenit dintr-o cauză oarecare (iluminare, de exemplu). Efectul difuziei este exprimat în ecuația 2.4.5 prin termenul trei din membrul al doilea, adică

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{difuzie} = -\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}\frac{\mathrm{d}\mathbf{r}}{\mathrm{d}t}. \qquad 2.4.9$$

Dar cum

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{r}}{\mathrm{d}t} = \mathbf{v}$$

și

$$\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} = \mathrm{grad}_{\mathbf{r}} f = \nabla_{\mathbf{r}} f$$

relația 2.4.9 devine

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{difuzie} = -\mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}} f. \qquad 2.4.10$$

De altfel această expresie redă un fapt evident, acela că procesul de difuzie se produce atunci cînd funcția de distribuție are un gradient în rețeaua cristalină (în spațiul $\mathbf{r}$).

Dacă se introduc expresiile 2.4.8 și 2.4.9 în 2.4.5 atunci variația funcției de distribuție din elementul de volum (dk, dr) datorită celor trei efecte (ciocniri, cîmp și difuzie) se poate scrie sub forma

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocniri} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cimp} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{difuzie} \qquad 2.4.11$$

Scanned with OKEN Scanner

sau

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocniri} - \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \nabla_k f - \mathbf{v} \nabla_r f. \qquad 2.4.12$$

Această ecuație, scrisă sub forma 2.4.11 sau 2.4.12 este cunoscută sub numele de ecuația cinetică a lui Boltzmann.

Răspunsul staționar $\left(\text{independent de timp, adică } \frac{\partial f}{\partial t} = 0\right)$ al corpului solid la o perturbație exterioară (forță exterioară produsă de cîmp electric sau magnetic și gradient de temperatură) reprezintă un echilibru între cele două tendințe care produc mișcare ordonată (termenii doi și trei din membrul doi) și cea dezordonată (ciocnirile).

Deci în regim staționar

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocniri} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cîmp} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{difuzie} = 0$$

sau

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocnire} = \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \nabla_k f + \mathbf{v} \nabla_r f. \qquad 2.4.13$$

Cu această ecuație se poate calcula funcția de distribuție perturbată, ceea ce permite apoi să se calculeze densitatea curentului electric și caloric precum și toate efectele fizice ce au loc în corpul solid dacă se aplică un cîmp electric, magnetic și (sau) un gradient de temperatură.

Pentru a obține variația funcției de distribuție datorită proceselor de ciocnire avem în vedere că în timpul ciocnirii poziția particulelor nu se schimbă și ca urmare funcția de distribuție în regim staționar depinde doar de vectorul de undă $\mathbf{k}$. Datorită unei ciocniri electronul trece din starea $\mathbf{k}$ în $\mathbf{k}'$. Dacă ciocnirea este elastică energia lui nu se schimbă iar dacă ciocnirea este neelastică, ea este însoțită de schimbarea energiei.

Dacă notăm cu $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ probabilitatea ca un electron să treacă într-o secundă din starea $\mathbf{k}$ în starea $\mathbf{k}'$ și avem în vedere că funcția $f(\mathbf{k})$ este proporțională cu numărul de electroni în starea $\mathbf{k}$, atunci $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \cdot f(\mathbf{k})$ este proporțională cu numărul de electroni ce poate trece din starea $\mathbf{k}$ în starea $\mathbf{k}'$. Pentru ca trecerea să se realizeze trebuie ca în elementul $d\mathbf{k}'$, situat între $\mathbf{k}'$ și $\mathbf{k}' + d\mathbf{k}'$, să existe locuri libere. Numărul locurilor libere este proporțional cu $[1 - f(\mathbf{k}')]\, d\mathbf{k}'$. Ca urmare numărul de electroni care trec din starea $\mathbf{k}$ în $\mathbf{k}'$ va fi proporțional cu $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\, f(\mathbf{k})\, [1 - f(\mathbf{k}')]\, d\mathbf{k}'$. Această mărime reprezintă de fapt variația funcției $f(\mathbf{k})$ în timp datorită trecerilor din starea $\mathbf{k}$ în starea $\mathbf{k}'$. Variația funcției de distribuție $f(\mathbf{k})$ datorită trecerilor în toate stările $\mathbf{k}'$ va fi

$$a = \int S(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\, f(\mathbf{k})\, [1 - f(\mathbf{k}')]\, d\mathbf{k}'. \qquad 2.4.14$$

Variația funcției $f(\mathbf{k})$ se datorește însă și trecerilor electronilor din toate stările $\mathbf{k}'$ în starea $\mathbf{k}$. Numărul electronilor care trec din starea $\mathbf{k}'$, cuprinși între $\mathbf{k}'$ și $\mathbf{k}' + d\mathbf{k}'$, în starea $\mathbf{k}$ este proporțională cu $S(\mathbf{k}', \mathbf{k}) f(\mathbf{k}')\, [1 - f(\mathbf{k})] d\mathbf{k}'$. Numărul de electroni ce trec din toate elementele $d\mathbf{k}'$ în starea $\mathbf{k}$ este

$$b = \int S(\mathbf{k}', \mathbf{k}) f(\mathbf{k}')\, [1 - f(\mathbf{k})]\, d\mathbf{k}'. \qquad 2.4.15$$

Scanned with OKEN Scanner

Variația totală a funcției $f(\mathbf{k})$ datorată ciocnirilor este

$$\left.\frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t}\right|_{ciocniri} = b - a.$$

La echilibru termic f trece în

$$f_0 = \frac{1}{1 + \frac{E(\mathbf{k}) - E_F}{K_B T}}$$

și

$$\left(\frac{\partial f_0}{\partial t}\right)_{ciocnire} = 0.$$

Mărimile $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ și $S(\mathbf{k}', \mathbf{k})$ nu sînt egale dacă ciocnirile sînt neelastice. În cazul ciocnirilor elastice $E(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k}')$ iar $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = S(\mathbf{k}', \mathbf{k})$, ceea ce înseamnă că

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocniri} = \int S(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f(\mathbf{k}') - f(\mathbf{k})] \, d\mathbf{k}'. \qquad 2.4.16$$

Trebuie observat că în 2.4.16 intervin funcțiile $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ care depind de natura proceselor de ciocnire, cît și funcția perturbată $f(\mathbf{k})$, care este necunoscută.

În cazul ciocnirilor elastice, pentru regim staționar, ecuația lui Boltzmann (relația 2.4.13) se scrie

$$\int S(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f(\mathbf{k}') - f(\mathbf{k})] \, d\mathbf{k} = \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} f + \mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} f. \qquad 2.4.17$$

Această ecuație conține derivatele funcției f iar termenul datorat ciocnirilor conține integrale. Ea este o ecuație integro-diferențială ce conține atît funcțiile necunoscute $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$, cît și funcția de distribuție în stare perturbată.

Dacă se cunoaște forța $\mathbf{F}$ și probabilitatea $S(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ de trecere a electronilor din starea $\mathbf{k}$ în starea $\mathbf{k}'$ se poate deduce în principiu funcția de distribuție perturbată. Există mai multe metode de rezolvare a ecuației Boltzmann, care recurg însă la aproximații.

În cazul ciocnirilor cu vibrațiile rețelei sau cu atomii de impuritate ionizați, dacă banda de energie este sferică (cazul cel mai simplu) și se presupune că ciocnirile sînt elastice se poate demonstra că termenul de ciocnire poate fi pus sub forma simplă

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ciocnire} = -\left(\frac{f - f_0}{\tau}\right), \qquad 2.4.18$$

unde τ se numește timp de relaxare. El caracterizează rapiditatea cu care o rețea cristalină tinde să restabilească regimul de echilibru. Cu cît τ are valoare mai mică cu atît efectul rețelei în restabilirea regimului de echilibru este mai puternic. Timpul de relaxare nu este însă o constantă ci el depinde de energie și prin aceasta de vectorul de undă $\mathbf{k}$ adică $\tau = \tau(E) = \tau(\mathbf{k})$.

În cazul specificat ecuația cinetică 2.4.17 se scrie

$$\mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} f = -\frac{f - f_0}{\tau(\mathbf{k})}. \qquad 2.4.19$$

Scanned with OKEN Scanner

În unele cazuri deși suprafețele de energie nu sînt sferice (de exemplu în cazul suprafețelor sub formă de elipsoizi) totuși se folosește expresia de forma 2.4.18. Un argument în favoarea acestei aproximații este acela că ciocnirile au tendința de a produce o distribuție sferică a electronilor chiar într-o bandă nesferică. Lucrul acesta apare necesar de exemplu și pentru golurile din banda de valență a unui semiconductor ca germaniu și siliciu unde suprafețele de energie constantă sînt complicate și nu se poate riguros introduce un timp de relaxare.

2.5. CONDUCTIBILITATEA ELECTRICĂ ȘI TERMICĂ (CRISTAL IZOTERM ÎN CÎMP ELECTRIC)

Într-un cristal curentul electric apare datorită deplasării ordonate a sarcinilor electrice adică datorită perturbării funcției de distribuție a electronilor (în cazul conducției electronice) de către cîmpul electric. Pentru a aborda cantitativ aceasta, trebuie să scriem relația între densitatea curentului electric și funcția de distribuție a electronilor. În absența cîmpului electric extern (acțiunea forței exterioare) și la temperatură constantă funcția de distribuție la echilibru este f_0, dată de funcția de distribuție Fermi-Dirac (relația 2.1.2 sau 2.1.17 pentru metale și semiconductori puternic impurificați) sau de funcția de distribuție Maxwell-Boltzmann (relația 2.1.3 pentru semiconductori intrinseci, slab dopați și izolatori).

Electronii din unitatea de volum (relația 2.1.20) care se deplasează cu viteza $\mathbf{v}$ vor transporta într-o secundă prin suprafața transversală o sarcină electrică

$$\mathrm{dj} = -e\mathbf{v} \cdot \mathrm{d}n_n \qquad 2.5.1$$

sau

$$\mathbf{j} = -\frac{e}{4\pi^3}\int \mathbf{v} f \,\mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_y \mathrm{d}k_z \qquad 2.5.2$$

în care e reprezintă valoarea sarcinii electronului.

Transportul de electroni produce nu numai curent electric dar și un flux de energie. Prin acest flux de energie se realizează în principal transmisia căldurii prin conducție într-un metal. Într-un semiconductor contribuția electronilor la conducția căldurii este mică, față de conducția termică datorită vibrațiilor rețelei cristaline. La izolatori deoarece nu există electroni liberi aceștia nu pot contribui la transmisia căldurii. Energia transportată prin unitatea de suprafață în unitatea de timp este:

$$\mathrm{dq} = E(\mathbf{k})\,\mathbf{v} \cdot \mathrm{d}n_n$$

sau

$$\mathbf{q} = \frac{1}{4\pi^3}\int E(\mathbf{k}) f \mathbf{v} \,\mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_y \mathrm{d}k_z \qquad 2.5.3$$

unde $E(\mathbf{k})$ și $\mathbf{v}(\mathbf{k})$ reprezintă energia și viteza în starea $\mathbf{k}$.

Pentru obținerea explicită a expresiilor densității de curent electric și densității de curent caloric trebuie găsită funcția de distribuție perturbată, prin rezolvarea ecuației cinetice a lui Boltzmann (relația 2.4.19).

Scanned with OKEN Scanner

Funcția de distribuție perturbată se poate scrie sub forma

$$f = f_0 + f_1 \text{ sau } f - f_0 = f_1. \qquad 2.5.4$$

Cînd cîmpul electric produce o mică perturbație a distribuției electronilor

$$f_1 \ll f_0, \qquad 2.5.5$$

înseamnă că energia primită de electroni în cîmp electric este mică în comparație cu energia lor în rețea. Luarea în considerație a presupunerii 2.5.5 conduce la stabilirea legii lui Ohm adică la o relație liniară între densitatea curentului și cîmpul electric. În cîmpuri electrice foarte puternice presupunerea din 2.5.5 nu mai este satisfăcută iar relația între densitatea de curent și cîmp devine neliniară, adică conductivitatea electrică nu mai este constantă ci depinde de cîmpul electric.

Dacă se ține seama de condiția dată de relația 2.5.5 atunci în relația 2.4.19 se pot neglija termenii superiori termenului f_1. Astfel, se consideră:

$$\mathbf{v}\nabla_r(f_0 + f_1) = \mathbf{v}\nabla_r f_1$$

$$\frac{\mathbf{F}}{\hbar}\nabla_k(f_0 + f_1) = \frac{\mathbf{F}}{\hbar}\nabla_k f_0$$

Atunci ecuația Boltzmann (relația 2.4.19) devine

$$\frac{\mathbf{F}}{\hbar}\nabla_k f_0 = -\frac{f_1}{\tau(E)} \qquad 2.5.6$$

de unde

$$f_1 = -\tau(E)\frac{\mathbf{F}}{\hbar}\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial E}{\partial \mathbf{k}} \qquad 2.5.7$$

Dar deoarece

$$\mathbf{F} = -e\mathcal{E}^1 \qquad 2.5.8$$

și din relația A. 2.4 (anexa 2)

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial E}{\partial \mathbf{k}} \qquad 2.5.9$$

rezultă, prin înlocuire în 2.5.7

$$f_1 = e\tau\mathbf{v}\mathcal{E}\frac{\partial f_0}{\partial E}. \qquad 2.5.10$$

Aceasta reprezintă partea din funcția de distribuție, determinată de perturbația produsă de cîmpul electric. Cu aceasta expresiile densității curentului electric din 2.5.2 și a densității curentului caloric din 2.5.3 devin:

$$\mathbf{j} = \frac{-e}{4\pi^3}\int \mathbf{v} f_1 \mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_y \mathrm{d}k_z \qquad 2.5.11$$

$$\mathbf{q} = \frac{1}{4\pi^3}\int E(\mathbf{k}) f_1 \mathbf{v} \mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_k \mathrm{d}k_z \qquad 2.5.12$$

---

[1] În acest capitol am notat cu litera $\mathcal{E}$ vectorul cîmp electric iar cu litera $\mathcal{E}$ modulul vectorului cîmp electric.

Scanned with OKEN Scanner

unde am ţinut seama că funcţia de distribuţie f_0 la echilibru nu determină curent electric sau caloric. Relaţia 2.5.9 se poate scrie ca

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar}\operatorname{grad}_{\mathbf{k}} E = \frac{1}{\hbar}\left(\mathbf{l}_x \frac{\partial E}{\partial k_x} + \mathbf{l}_y \frac{\partial E}{\partial k_y} + \mathbf{l}_z \frac{\partial E}{\partial k_z}\right), \qquad 2.5.13$$

unde $\mathbf{l}_x$, $\mathbf{l}_y$, $\mathbf{l}_z$ sînt versorii direcţiilor k_x, k_y, k_z care coincid cu direcţiile axelor de coordonate.

Dacă se aplică cîmpul electric pe direcţia x, atunci $\mathcal{E} = \mathbf{l}_x \mathcal{E}$ şi $\mathbf{v}\mathcal{E}$ din 2.5.10 se scrie cu o singură coordonată

$$\mathbf{v}\mathcal{E} = v_x \mathcal{E} = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial E}{\partial k_x}\mathcal{E}\,.$$

Prin introducerea acesteia în 2.5.10 şi apoi în 2.5.11 rezultă

$$\mathbf{j} = \frac{-e^2\mathcal{E}}{4\pi^3\hbar}\int \mathbf{v}\tau \frac{\partial E}{\partial k_x}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial E}\,\mathrm{d}k_x\,\mathrm{d}k_y\,\mathrm{d}k_z. \qquad 2.5.14$$

Ţinînd seama şi de 2.5.13 se obţine

$$\mathbf{j} = \frac{e^2\mathcal{E}}{4\pi^3\hbar^2}\iint \mathrm{d}k_y\mathrm{d}k_z\left[\mathbf{l}_x\int \tau\frac{\partial E}{\partial k_x}\frac{\partial f_0}{\partial k_x}\,\mathrm{d}k_x + \mathbf{l}_y\int \tau\frac{\partial E}{\partial k_y}\frac{\partial f_0}{\partial k_x}\,\mathrm{d}k_x + \right.$$
$$\left. + \mathbf{l}_z\int \tau\frac{\partial E}{\partial k_x}\frac{\partial f_0}{\partial k_x}\,\mathrm{d}k_x\right]. \qquad 2.5.15$$

Această relaţie conduce la următoarea expresie pentru conductivitatea electrică (coeficientul lui $\mathcal{E}$ din 2.5.15)

$$\sigma = \frac{e^2}{4\pi^3\hbar^2}\iint \mathrm{d}k_y\mathrm{d}k_z\left[\mathbf{l}_x\int \tau\frac{\partial E}{\partial k_x}\frac{\partial f_0}{\partial k_x}\,\mathrm{d}k_x + \right.$$
$$\left. + \mathbf{l}_y\int \tau\frac{\partial E}{\partial k_y}\frac{\partial f_0}{\partial k_x}\,\mathrm{d}k_x + \mathbf{l}_z\int \tau\frac{\partial E}{\partial k_z}\frac{\partial f_0}{\partial k_x}\,\mathrm{d}k_x\right]. \qquad 2.5.16$$

Din 2.5.15 rezultă că σ, conductivitatea electrică este un tensor, adică j poate să nu coincidă cu $\mathcal{E}$ însă densitatea de curent este proporţională cu modulul cîmpului electric aplicat.

Dacă benzile de energie sînt sferice, atunci

$$\mathbf{j} = \sigma\mathcal{E} \qquad 2.5.17$$

unde σ este scalar.

Dacă timpul de relaxare este acelaşi pentru toţi electronii (τ = constant) conductivitatea devine

$$\sigma = \frac{e^2\tau}{m^*}\frac{1}{4\pi^3}\int f_0\,\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y\mathrm{d}k_z = \frac{e^2\tau}{m^*}n_0. \qquad 2.5.18$$

În această relaţie m^* este masa efectivă a unui electron, iar n_0 este densitatea acestora. Relaţia 2.5.18 se mai poate pune sub forma

$$\sigma = e\mu_n n_0 \qquad 2.5.18'$$

unde

$$\mu_n = \frac{e\tau}{m_n^*} \qquad 2.5.19$$

Scanned with OKEN Scanner

reprezintă mobilitatea electronilor, definită ca fiind egală cu viteza medie suplimentară căpătată de purtători într-un cîmp egal cu unitatea, adică

$$\mu = \frac{|\mathbf{v}_d|}{|\mathcal{E}|}. \qquad 2.5.19'$$

În considerațiile de pînă acum s-a presupus mereu că $\tau = const.$ În realitate τ depinde de E, $\tau = \tau(E)$, în mod diferit, în funcție de mecanismele de împrăștiere a purtătorilor pe neregularitățile din corpul solid. Astfel, timpul de relaxare corespunzător diferitelor tipuri de ciocniri depinde de energie sub forma: $\tau \sim E^{1/2}$ pentru ciocniri cu fononii; $\tau \sim E^{3/2}$ — pentru ciocniri cu impuritățile ionizate etc. În general se admite că $\tau = a(T)E^s$, unde $a(T)$ și s se determină din rezultatele experimentale referitoare la conductivitate și mobilitate.

Dacă se ia media statistică a timpului de relaxare corespunzător diferitelor tipuri de ciocniri [5—8]

$$<\tau(E)> = \frac{\int f_0 \tau \, dk_x dk_y dk_z}{\int f_0 dk_x dk_y dk_z} \qquad 2.5.20$$

atunci 2.5.17 se pune sub forma [5—8]

$$\sigma = \frac{e^2 n_0}{m^*} <\tau(E)> = e\mu_n n_0 \qquad 2.5.21$$

unde $<\tau(E)>$ reprezintă timpul de relaxare mediu echivalent, corespunzător diferitelor tipuri de ciocniri.

Se observă că mobilitatea depinde de $<\tau>$ și de masa efectivă, deci poate avea diferite valori după cum variază valorile timpului de relaxare și ale masei efective după diferite direcții în cristal [5—8].

În cazul metalelor gazul de electroni este degenerat iar funcția de distribuție este funcția Fermi-Dirac. La temperaturi foarte joase ($T = 0$ K)

$$\sigma = \frac{n_0 e^2}{m^*} \tau(E_F), \qquad 2.5.22$$

unde E_F reprezintă nivelul Fermi în metal. La temperaturi diferite de 0 K se arată că dependența de temperatură a lui σ este de forma [5—10]

$$\sigma = \frac{n_0 e^2}{m^*} \tau(E_F) = \frac{n_0 e^2}{m^*} a E_F, \qquad 2.5.23$$

adică este determinată numai de dependența de temperatură a coeficientului a deoarece concentrația n_0 a electronilor este independentă de temperatură. Dacă se examinează relațiile 2.5.2; 2.5.11 și 2.5.3; 2.5.12 se observă că între conducția electrică și cea termică există o interdependență. Aceasta este realizată prin aceea că transportul de sarcini electrice este însoțit de transport de energie. Dacă notăm cu K conductivitatea termică atunci se poate demonstra că aceasta are expresia

$$K = \frac{\pi^2}{3} \frac{K_B^2}{m^*} n_0 \tau(E_F). \qquad 2.5.24$$

Scanned with OKEN Scanner

Între conductivitatea electrică și cea termică există relația

$$\frac{K}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{K_B}{e}\right)^2, \qquad 2.5.25$$

cunoscută sub numele de legea lui Wiedemann-Frantz. Pentru metale impure și la temperaturi joase, valoarea raportului $K/\sigma T$ se abate mult de la valoarea teoretică. Trebuie precizat că, conductivitatea termică, dată de relația 2.5.23, se datorește doar electronilor și nu include contribuția vibrațiilor rețelei.

Revenind la conducția electrică, aceasta, la temperaturi joase este afectată de împrăștierea pe fononi acustici și pe impurități neionizate. Astfel [5—10]

$$\sigma = \frac{n_0 e^2}{m^*} \frac{\tau_{imp}(E_F) \cdot \tau_{fon}(E_F)}{\tau_{imp}(E_F) + \tau_{fon}(E_F)}. \qquad 2.5.26$$

Rezistivitatea $\rho = \frac{1}{\sigma}$ va fi

$$\rho = \rho_0 + \rho_1\left(\frac{T}{T_D}\right)^5, \qquad 2.5.27$$

unde T_D este temperatura Debye iar ρ_0 și ρ_1 nu depind de temperatură. Expresia 2.5.27 este cunoscută sub numele de legea lui Matthiessen. Se vede că la temperaturi joase

$$\rho = \rho_0,$$

unde ρ_0 se numește rezistivitate reziduală; ea este determinată de împrăștierea pe impurități și defecte neutre fiind direct proporțională cu concentrația acestora.

La temperaturi joase metalul cu rețea ideală (pur și fără defecte) are $\rho \sim T^5$. Aceasta este cunoscută sub numele de legea lui Bloch-Grüneisen.

La temperaturi înalte, timpul de relaxare este determinat practic numai de împrăștierea pe fononi ($\tau_{imp} \ll \tau_{fon}$) și ca urmare rezistivitatea crește cu temperatura

$$\rho = \rho_2\left(\frac{T}{T_D}\right). \qquad 2.5.28$$

Spre deosebire de metale, unde concentrația purtătorilor este independentă de temperatură, în semiconductori și izolatori aceasta variază cu temperatura prin intermediul variației în funcție de temperatură atît a concentrației n, cît și a mobilității μ a purtătorilor.

Concentrația purtătorilor, așa după cum s-a discutat în § 2.2. și § 2.3, variază exponențial cu temperatura în domeniul intrinsec și extrinsec iar dependența de temperatură a conductivității este determinată de dependența de temperatură a concentrației. În domeniul de epuizare a purtătorilor (§2.3) din semiconductorii cu impurități concentrația este practic independentă de temperatură iar dependența conductivității de temperatură este determinată de dependența mobilității cu temperatura.

Conductivitatea electrică a semiconductorilor de tip p se definește similar ca pentru electroni ea fiind dată de o relație analoagă (v. 2.5.17 sau 2.5.21)

$$\sigma_p = \frac{\tau e^2}{m^*} n_p = e n_p \mu_p, \qquad 2.5.29$$

unde n_p reprezintă concentrația golurilor.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă însă conducția este atît electronică cît și de goluri, cum acestea din urmă se mișcă în sensul cîmpului dînd un curent de același sens, iar electronii se mișcă în sens invers cîmpului, dînd un curent în sensul cîmpului, curentul total se adună:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p \qquad 2.5.30$$

sau

$$\mathbf{j} = (n_n e \mu_n + n_p e \mu_p)\, \mathcal{E} = \sigma \mathcal{E}. \qquad 2.5.31$$

Se poate scrie atunci

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p. \qquad 2.5.32$$

2.6. EFECTE TERMOELECTRICE, GALVANOMAGNETICE ȘI TERMOMAGNETICE. APLICAȚII

Abordarea cantitativă a acestor efecte se face prin utilizarea rezultatelor prezentate în capitolele precedente. În acest paragraf însă ne vom rezuma la prezentarea concisă a acestor efecte și a relațiilor cantitative de bază.

2.6.1. EFECTE TERMOELECTRICE (EFECTELE SEEBECK, PELTIER ȘI THOMSON)

Efectele termoelectrice au loc atunci cînd asupra purtătorilor de sarcină din solide acționează cîmp electric și (sau) gradient de temperatură. Electronii și golurile sînt purtători de sarcină electrică și de energie, lucru ce face ca efectele electrice să fie însoțite de efecte termice și invers.

Dacă două materiale diferite se află în contact, formînd un circuit, iar cele două contacte sînt la temperaturi diferite va apare o tensiune electrică numită tensiune termoelectrică iar în circuit apare un curent electric. Fenomenul de apariție a tensiunii termoelectrice este cunoscut sub numele de efect Seebeck. El apare în metale și semiconductori.

Dacă presupunem că avem două metale A și B iar cele două joncțiuni sînt menținute la temperaturile T_1, T_2 atunci datorită existenței gradientului de temperatură $(T_2 - T_1)$ între cele două joncțiuni se constată apariția unui cîmp electric care este proporțional cu gradientul de temperatură. Pentru o singură direcție, de exemplu după axa Ox, se poate scrie deci

$$\mathcal{E}_x = S \frac{\partial T}{\partial x} \qquad 2.6.1$$

Coeficientul de proporționalitate S se numește coeficient Seebeck. Acest coeficient depinde de temperatură, ceea ce înseamnă că dependența $\mathcal{E}_x$ de gradientul de temperatură nu este liniară.

Să considerăm circuitul din figura 2.6. Tensiunea termoelectromotoare este prin definiție integrala cîmpului $\mathcal{E}_x$ în lungul conturului, format din cele două metale, adică

$$V_s = \int_1^2 \mathcal{E}_{xA}\, dx + \int_2^1 \mathcal{E}_{xB}\, dx \qquad 2.6.2$$

unde $\mathcal{E}_{xA}$ și $\mathcal{E}_{xB}$ sînt cîmpurile electrice în metalele A și B.

Scanned with OKEN Scanner

Folosind relația 2.6.1 rezultă

$$V_s = \int_1^2 S_A \frac{\partial T}{\partial x}\,dx + \int_2^1 S_B \frac{\partial T}{\partial x}\,dx = \int_{T_1}^{T_2} (S_A - S_B)\,dT. \qquad 2.6.3$$

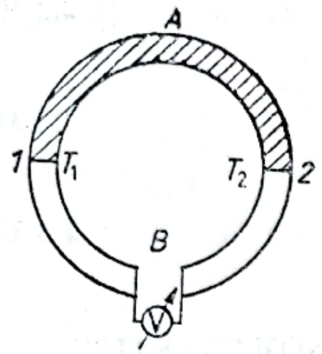


Fig. 2.6

Se poate afirma în concluzie că diferența de potențial depinde de diferența de temperatură a joncțiunilor și de diferența coeficienților Seebeck din cele două metale.

Calculele cantitative pe baza ecuației lui Boltzmann dau pentru S valoarea

$$S = \frac{\pi^2}{3}\frac{K_B^2}{e}\left(\frac{\Delta}{E_F}\right)T \qquad 2.6.4$$

unde Δ depinde de viteza medie și drumul liber mediu între două ciocniri.

Metalele, spre deosebire de semiconductori, au valori mici ale tensiunii termoelectrice.

Efectul Seebeck are o largă aplicabilitate la măsurarea temperaturilor. Pentru aceasta se construiesc termocuple formate din două fire sau bare, din metale diferite care au o dependență cunoscută a tensiunii electromotoare în funcție de diferența de temperatură. La punctele de contact conductoarele sînt lipite sau sudate. O sudură este plasată într-un vas cu gheață care are $T_0 = 0°C$ iar cealaltă, în regiunea unde se măsoară temperatura T. Tensiunea termoelectromotoare se măsoară cu un voltmetru (milivoltmetru).

Dacă un curent electric străbate joncțiunea dintre două materiale diferite, pe lîngă căldura Joule-Lenz obișnuită, la joncțiune este emisă sau absorbită căldură în funcție de sensul curentului. Acest fenomen este invers efectului Seebeck și este cunoscut sub numele de efect Peltier.

Considerăm un circuit format din două metale A și B menținute la aceeași temperatură (fig. 2.7). Dacă circuitul este străbătut de curentul I atunci la sudura celor două metale se degajă sau se absoarbe căldura Q_P. Căldura Peltier, Q_P, este proporțională cu intensitatea curentului din circuit, iar coeficientul de proporționalitate π_{AB} se numește coeficient Peltier

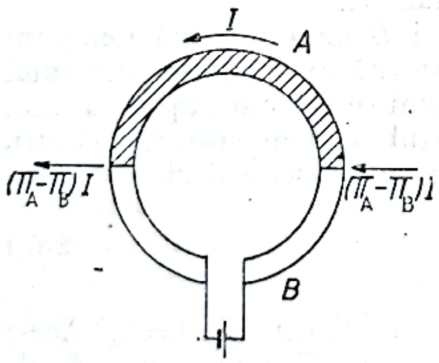


Fig. 2.7

$$Q_P = \pi_{AB} \cdot I. \qquad 2.6.5$$

Forma explicită a coeficientului Peltier se poate demonstra prin dezvoltarea considerațiilor din paragraful precedent (rezolvarea ecuației lui Boltzmann pentru cazul considerat), rezultînd

$$\pi_{AB} = \frac{1}{e}\frac{\pi^2}{3}\left[\Delta_B\left(\frac{K_B T}{E_F}\right)_B^2 - \Delta_A\left(\frac{K_B T}{E_F}\right)_A^2\right]. \qquad 2.6.6$$

Efectul Peltier este mult mai important în cazul semiconductorilor (cuplați sub formă de joncțiuni p—n). În acest caz efectul găsește numeroase aplicații în știință și tehnică, fiind utilizat cu predilecție pentru obținerea

Scanned with OKEN Scanner

unor atmosfere condiționate în încăperi. Se construiesc pentru aceasta baterii de elemente fiecare formată din joncțiuni p—n. La trecerea curentului electric într-un sens unele joncțiuni se încălzesc iar celelalte se răcesc. Prin plasarea convenabilă a lor în încăperi sau în afara acestora, dependent de necesități, se obține condiționarea atmosferei (iarna încălzirea camerelor). La schimbarea sensului curentului sudurile care, inițial, se încălzeau, de data aceasta, se vor răci (condiționarea aerului în camere pe timp de vară).

De asemenea efectul Peltier se folosește la obținerea temperaturilor scăzute (în frigotehnică).

Pe lîngă efectul Seebeck și Peltier un alt efect termoelectric este efectul Thomson. Dacă într-un conductor sau semiconductor omogen există un gradient de temperatură și este parcurs de un curent electric în acesta se va degaja sau se va absorbi căldură dependent de sensul curentului electric față de semnul gradientului de temperatură din fiecare porțiune. Efectul Thomson este pozitiv dacă se degajă căldură cînd curentul trece de la $T_1 > T_2$ și negativ dacă se absoarbe căldură cînd curentul trece de la T_2 spre T_1. Această căldură se numește căldură Thomson și ea este proporțională cu intensitatea curentului și cu gradientul de temperatură

$$Q_T = -\alpha_T I \frac{\partial T}{\partial x} \qquad 2.6.7$$

unde α_T se numește coeficient Thomson. Acest coeficient depinde de coeficientul Seebeck prin relația

$$\alpha_T = \frac{T}{e}\frac{dS}{dt}. \qquad 2.6.8$$

2.6.2. EFECTE GALVANOMAGNETICE (EFECTUL HALL ȘI EFECTUL MAGNETOREZISTIV)

Efectele galvanomagnetice au loc atunci cînd asupra purtătorilor de sarcină din solid acționează simultan cîmpul electric și cîmpul magnetic.

Dacă printr-un conductor metalic sau semiconductor trece un curent electric I (fig. 2.8) și perpendicular se aplică un cîmp magnetic cu inducția $B=B_z$, atunci perpendicular pe planul determinat de I și $\mathbf{B}$ apare o diferență de potențial denumită tensiune Hall (efectul Hall).

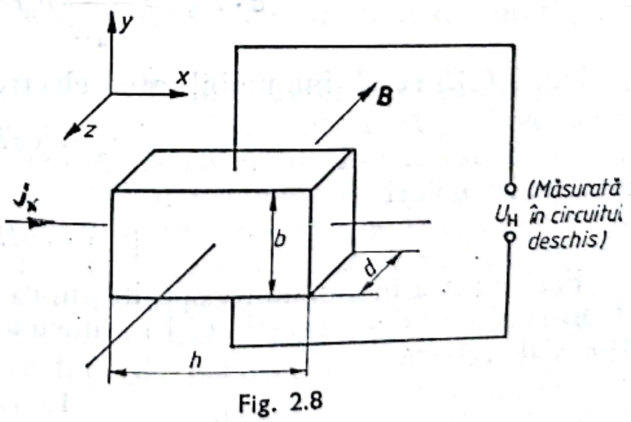


Fig. 2.8

În cazul unei plăcuțe metalice, sub acțiunea cîmpului magnetic, traiectoriile purtătorilor de sarcină sînt curbate deoarece asupra lor acționează forța Lorentz care îi deviază în sensul $-y$. Apare deci o acumulare de sarcină electrică negativă în partea de jos a probei ceea ce duce la apariția unui cîmp electrostatic $\mathcal{E}_y$, numit cîmp Hall a cărui intensitate crește pînă ce acțiunea asupra electronilor compensează acțiunea forței Lorentz. Deci în condiții de staționaritate forțele devin egale și de sens contrar, adică

$$F_y = \frac{e}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_y - e\mathcal{E}_y = \frac{e}{c} v_x B_z - e\mathcal{E}_y = 0 \qquad 2.6.9$$

de unde

$$\mathcal{E}_y = \frac{v_x B_z}{c}. \qquad 2.6.10$$

Densitatea de curent ce trece prin probă în direcția Ox este dată de

$$j_x = -n_n e v_x \qquad 2.6.11$$

de unde, introducînd pe v_x în 2.6.10 rezultă

$$\mathcal{E}_y = -\frac{j_x B_z}{n_n e c} = R_H j_x B_z. \qquad 2.6.12$$

Mărimea

$$R_H = -\frac{1}{n_n e c}$$

poartă numele de constantă Hall. Această constantă are semnul minus deoarece purtătorii de sarcină sînt negativi (paralelipipedul considerat este din metal).

În cazul semiconductorilor intervin două tipuri de purtători și anume electroni și goluri.

Pentru goluri, constanta Hall este pozitivă

$$R_H = \frac{1}{n_p e c}. \qquad 2.6.13$$

Ținînd seama de dimensiunile probei, de faptul că $I = j \cdot b \cdot d$ rezultă din 2.6.12

$$V_H = \mathcal{E}_y \cdot b = \frac{R_H I B_z}{d}. \qquad 2.6.14$$

Această relație permite determinarea constantei Hall. Dacă se determină prin măsurători și conductivitatea electrică, atunci

$$\sigma \cdot R_H = \frac{1}{n_n e c} n_n e \mu_n = \frac{\mu_n}{c}. \qquad 2.6.15$$

Din 2.6.15 se obține mobilitatea electronilor

$$\mu_n = c\sigma R_H, \qquad 2.6.16$$

iar pentru goluri

$$\mu_p = c\sigma R_H. \qquad 2.6.16'$$

Fără a intra în amănunte specificăm că la metal constanta Hall nu depinde de mecanismul de împrăștiere. În semiconductori, în cazul cîmpurilor magnetice slabe, avem

$$R_H = -\frac{1}{n_n e c} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}. \qquad 2.6.17$$

Raportul $\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ se poate calcula pentru diferite mecanisme de împrăștiere. Pentru împrăștierea pe fononi acustici se obține [5—8]

$$R_H = -\frac{3\pi}{8} \frac{1}{n_n e c}. \qquad 2.6.18$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru împrăștierea pe impurități ionizate [4—10]

$$R_H = -\frac{315 \cdot \pi}{512} \frac{1}{n_n ec}. \qquad 2.6.19$$

Dacă însă conducția este mixtă (electroni și goluri) și se presupune că raportul $\frac{<\tau^2>}{<\tau>^2}$ la cîmpuri mici este același pentru electroni și goluri, atunci [5—8]

$$R_H = \frac{n_p \mu_p^2 - n_n \mu_n^2}{n_p \mu_n + n_n \mu_n} \cdot \frac{<\tau^2>}{<\tau>^2}. \qquad 2.6.20$$

Efectul Hall constituie cea mai precisă metodă pentru determinarea concentrației purtătorilor de sarcină, avînd aplicații practice la realizarea traductoarelor Hall, necesare măsurării cîmpurilor magnetice și la realizarea generatoarelor Hall, folosite în diferite circuite electronice de automatizare.

Un alt efect galvanomagnetic este efectul **magnetorezistiv** care constă în modificarea rezistivității metalelor sau semiconductorilor în prezența cîmpului magnetic. Acest efect se datorește faptului că proiecția drumului liber mijlociu pe direcția cîmpului aplicat este mai mică în prezența cîmpului magnetic, care curbează traiectoriile electronilor în cristal. Astfel, pentru metale în cîmpuri slabe se obține

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\pi^2}{2} r^2 \left[\frac{e\tau(E_F)^2}{m^* c}\right] \left(\frac{K_B T}{E_F}\right)^2 H^2. \qquad 2.6.21$$

Pentru cîmpuri puternice

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\pi^2}{3} r^2 \left(\frac{K_B T}{E_F}\right)^2. \qquad 2.6.22$$

Se vede că la metale (relațiile 2.6.21 și 2.6.22) efectul magnetorezistiv este mic deoarece $(K_B T/E_F)^2 \ll 1$ și depinde de mecanismul de împrăștiere prin intermediul lui r.

Strîns legat de efectul Hall este efectul **Ettingshausen** care constă în apariția în condițiile efectului Hall a unui gradient de temperatură pe direcția Oy. Fluxul de electroni sau goluri, ce determină curentul electric este însoțit și de un flux de energie (caloric). Cînd cîmpul magnetic este perpendicular pe direcția curentului caloric atunci purtătorii de sarcină și de energie cu viață mai mare (respectiv cu energie mai mare) sînt deviați de forța Lorentz mai puternic. În cazul metalelor, de exemplu, forța care acționează asupra electronilor cu energie mai mare îi face să se acumuleze pe fața de jos a paralelipipedului. Aici temperatura crește față de partea superioară unde rămîn electroni cu energii mai mici („reci").

Diferența de temperatură transversală ΔT (pe direcția Oy) (fig. 2.8) care apare este proporțională cu valoarea inducției magnetice B, cu curentul caloric Q (pe direcția Ox) și invers proporțională cu grosimea paralelipipedului

$$\Delta T = P \frac{B \cdot Q}{d}. \qquad 2.6.23$$

Scanned with OKEN Scanner

Coeficientul de proporționalitate se numește coeficient Ettingshausen.

Gradientul de temperatură rezultat dă naștere unui cîmp termomagnetic în direcția Oy și între extremitățile de sus și de jos ale probei; astfel pe lîngă tensiunea U_H, apare o diferență de potențial suplimentară.

2.6.3. EFECTE TERMOMAGNETICE (EFECTELE NERNST ȘI RIGHI-LEDUC)

Dacă în proba din figura 2.8 în locul curentului electric se trece doar un curent termic, adică în direcția Ox există un gradient de temperatură, atunci există în medie un transport net de electroni rapizi în direcția Ox de la capătul cu temperatură mai ridicată spre cel cu temperatură mai scăzută. Forța Lorentz acționează asupra lor și pe direcția Oy apare un cîmp electric (asemănător cîmpului Hall) și o diferență de potențial Nernst. Acest efect este cunoscut sub numele de **efect Nernst.** Dar odată cu apariția diferenței de potențial pe direcția Oy numită și diferență de potențial Nernst, pe această direcție apare și un gradient de temperatură (asemănător efectului Ettingshausen). Acest efect poartă numele de efect **Righi-Leduc.** El produce o tensiune termoelectrică suplimentară pe direcția Oy.

În concluzie precizăm că, atunci cînd se măsoară tensiunea Hall trebuie să se țină seama și de apariția efectelor Ettingshausen și respectiv Righi-Leduc.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul 3. DIODE SEMICONDUCTOARE ȘI TRANZISTORI

3.1. CURENȚI DE CÎMP (DE DRIFT) ȘI DE DIFUZIE ÎN SEMICONDUCTORI

Pe lîngă curentul electric care apare în urma deplasării sarcinilor în cîmp electric dat de relația (v. 2.5.17)

$$j = \sigma \mathcal{E} = en\mu_n \mathcal{E}, \qquad 3.1.1$$

în semiconductorii neomogeni apar și curenți de difuzie, ca o consecință a existenței unor gradienți ai concentrațiilor de purtători (fig. 3.1, *b*). Asemenea gradienți de concentrație pot apărea prin dopare neuniformă cu atomi de impuritate (fig. 3.1, *a*), în urma injectării de purtători într-o regiune delimitată din semiconductor sub acțiunea radiațiilor luminoase sau corpusculare, sau prin aplicarea unui cîmp electric la un capăt sau pe o porțiune a probei.

Se consideră mai întîi, pentru simplitate, cazul unidimensional. Purtătorii (în cazul figurii — electronii) vor difuza din regiunea de concentrație mai mare spre regiunea cu o concentrație mai mică, adică fluxul de purtători

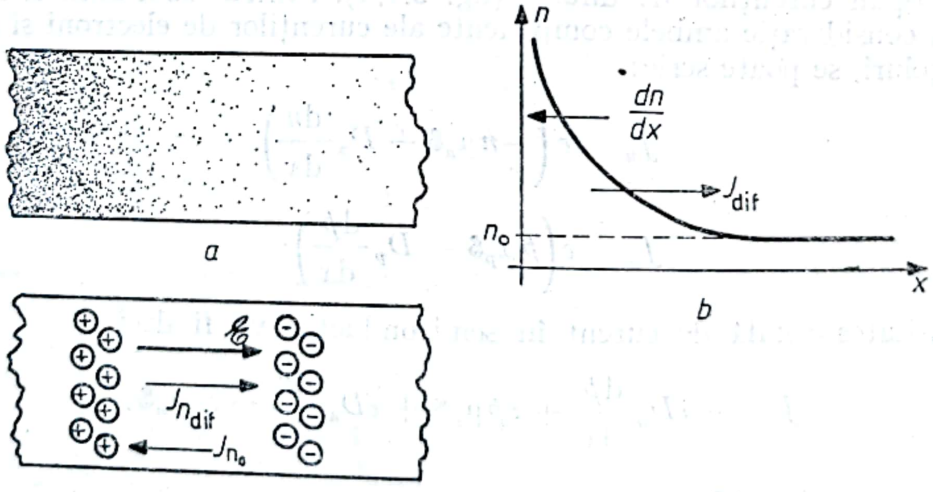


Fig. 3.1

este proporțional cu variația concentrației purtătorilor în funcție de distanță (deci cu gradientul), luată cu semn invers [5—8]

$$I_n = -D_n \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}, \qquad 3.1.2$$

unde D_n este coeficientul de difuzie al electronilor. Ținînd seama de sarcina purtătorilor (electroni) și considerînd cazul general al deplasării acestora în orice direcție, expresia vectorului densității de curent se scrie ca

$$\mathbf{J}_n = + eD_n \text{ grad } n(\mathbf{r}). \tag{3.1.3}$$

Într-un semiconductor care conține atît impurități donoare, cît și impurități acceptoare, în baza relației (v. 2.2.14; 2.2.15)

$$n_0 p_0 = n_i^2, \tag{3.1.4}$$

rezultă că pe măsură ce concentrația donorilor crește, în aceeași măsură concentrația golurilor scade. Pe lîngă difuzia electronilor spre concentrații mici, va avea loc și un proces de difuzie a golurilor rezultînd astfel și un curent de difuzie pentru goluri

$$\mathbf{J}_p = - eD_p \text{ grad } p(\mathbf{r}). \tag{3.1.5}$$

În relația 3.1.4 prin n_i s-a notat concentrația electronilor (sau golurilor) din semiconductorul intrinsec (pur) astfel încît (v. 2.2.15)

$$n_0 = p_0 = n_i. \tag{3.1.6}$$

De asemenea în relațiile precedente și în restul relațiilor care urmează se consideră notația n (sau n_0) pentru concentrația electronilor și p (respectiv p_0, la echilibru) pentru concentrația de goluri în semiconductori.

În urma plecării purtătorilor (electronilor și respectiv golurilor) din regiunile în care aceștia se află într-o concentrație mai ridicată (cazul semiconductorului dopat neuniform) în urma lor rămîn sarcini imobile (ioni) necompensate (fig. 3.1, *c*); ia naștere astfel un cîmp electric intern $\mathcal{E}$ care va determina apariția unor curenți de cîmp (ohmici):

$$J_{ncimp} = -en\mu_n\mathcal{E} \text{ și respectiv } J_{pcimp} = ep\mu_p\mathcal{E}, \tag{3.1.7}$$

care se opun curenților de difuzie (fig. 3.1, *c*). Pentru cazul unidimensional, luînd în considerație ambele componente ale curenților de electroni și respectiv de goluri, se poate scrie:

$$J_n = e\left(-n\mu_n\mathcal{E} + D_n\frac{dn}{dx}\right) \tag{3.1.8}$$

$$J_p = e\left(p\mu_p\mathcal{E} - D_p\frac{dp}{dx}\right). \tag{3.1.9}$$

Densitatea totală de curent în semiconductor va fi deci

$$J = - eD_p\frac{dp}{dx} + ep\mu_p\mathcal{E} + eD_n\frac{dn}{dx} - en\mu_n\mathcal{E}. \tag{3.1.10}$$

Relațiile 3.1.8—3.1.10 pot fi scrise și sînt deci valabile și pentru cazul cînd semiconductorul neomogen este plasat într-un cîmp electric extern.

Coeficientul de difuzie a purtătorilor depinde de drumul liber mediu al acestora, deci va fi influențat de procesele de împrăștiere la fel ca și mobilitatea purtătorilor. Legătura dintre mobilitate și coeficientul de difuzie este dată de relația lui Einstein care poate fi dedusă ușor pornind de la egalitatea dintre curenții de difuzie și cei de cîmp într-un semiconductor neomogen izolat. Într-adevăr, considerînd că în semiconductor există numai impurități

Scanned with OKEN Scanner

donoare (fig. 3.1, *b*), curentul de difuzie $eD_n \frac{dn}{dx}$ va fi egalat de curentul de cîmp $en\mu_n\mathcal{E}$ care are sensul invers celui de difuzie (v. fig. 3.1, *c*), astfel încît curentul total va fi zero, în acord cu condiția de electroneutralitate pentru semiconductorul izolat; starea de echilibru se realizează practic instantaneu [5—9]. În acest caz din 3.1.8 se obține

$$n\mu_n\mathcal{E} = D_n \frac{dn}{dx}. \qquad 3.1.11$$

Presupunînd că semiconductorul este nedegenerat, concentrația electronilor va fi dată de expresia (v. 2.2.7)

$$n_0 = N_c e^{\frac{E_c - F}{K_B T}}. \qquad 3.1.12$$

Datorită cîmpului electric intern $\mathcal{E}$ (fig. 3.1, *c*) care apare în regiunea superficială unde s-a creat o concentrație suplimentară de purtători (prin dopare, acțiunea luminii sau a unui cîmp electric extern etc.) electronii vor căpăta o energie suplimentară eV, astfel încît în relația 3.1.12 la energia E_c se va adăuga și termenul eV rezultînd

$$n = N_c e^{-\frac{(E_c + eV) - F}{K_B T}} = n_0 e^{-eV/K_B T}. \qquad 3.1.13$$

În relația 3.1.13, n_0 reprezintă concentrația de echilibru din adîncimea semiconductorului, F energia nivelului Fermi, iar n este coucentrația din regiunea în care există gradientul de concentrație. Efectuînd derivata $\frac{dn}{dx}$ și ținînd seama că

$$\mathcal{E} = -\frac{dV}{dx} \qquad 3.1.14$$

din 3.1.13 se obține

$$\frac{dn}{dx} = n \frac{e}{K_B T} \mathcal{E}. \qquad 3.1.15$$

Înlocuind pe 3.1.15 în 3.1.11 rezultă relația lui Einstein pentru electroni

$$D_n = \frac{K_B T}{e} \mu_n. \qquad 3.1.16$$

Analog se obține și relația lui Einstein pentru goluri

$$D_p = \frac{K_B T}{e} \mu_p. \qquad 3.1.17$$

De precizat că purtătorii participă la procesele de transport pe durata τ numită timp de viață mediu, timp în care respectivii purtători parcurg prin difuzie, în semiconductor, o distanță L numită lungime de difuzie. Între parametrii L, τ și D există relațiile [5—8]:

$$L_n = \sqrt{\tau_n D_n} \qquad 3.1.18$$

pentru electroni și respectiv

$$L_p = \sqrt{\tau_p D_p} \qquad 3.1.19$$

pentru goluri.

Scanned with OKEN Scanner

3.2. DIODE SEMICONDUCTOARE

3.2.1. CONTACTUL METAL-SEMICONDUCTOR. DIODE SCHOTTKY

La contactul dintre un metal cu lucrul termodinamic de ieşire Φ_m şi un semiconductor cu lucrul de ieşire Φ_s, apare un cîmp electric $\mathcal{E}_c$ şi respectiv o diferenţă de potenţial de contact V_c ca urmare a diferenţei dintre lucrurile de ieşire. În cazul în care $\Phi_m > \Phi_s$, înseamnă că, la aceeaşi temperatură T, mai mulţi electroni vor pleca din semiconductor — care rămîne încărcat pozitiv — decît din metal (fig. 3.2).

Se reaminteşte că lucrul termodinamic de ieşire reprezintă energia minimă ce trebuie comunicată electronului ca să-l scoată din metal (sau din semiconductor) de pe nivelul Fermi (fig. 3.2, *a*), în vid, adică

$$\Phi_m = E_0 - F_m;\ E_0 \text{ — energia electronilor în vid.} \qquad 3.2.1$$

Diferenţa de potenţial V_c va creşte pînă se ajunge la un echilibru, cînd fluxurile de electroni în ambele direcţii (m—s şi s—m) devin egale între ele. Ca urmare a stabilirii echilibrului termodinamic, nivelele Fermi se vor situa la aceeaşi înălţime (fig. 3.2, *b*). Din figura 3.2, *b* se vede că pentru ca electronii să treacă din semiconductor în metal, aceştia trebuie să învingă acum bariera de potenţial suplimentară $\Psi = eV_c$, astfel încît în expresia fluxului (curentului) de purtători emişi de semiconductor, conform formulei lui Richardson, la lucrul de ieşire Φ_s trebuie să se adauge şi bariera Ψ; în acest caz fluxul de electroni din semiconductor va fi dat de [5—10]

$$I_s' = \frac{4\pi}{h^3} m_n^*(K_B T)^2 \, e^{-\frac{\Phi_s + \Psi}{K_B T}}. \qquad 3.2.2$$

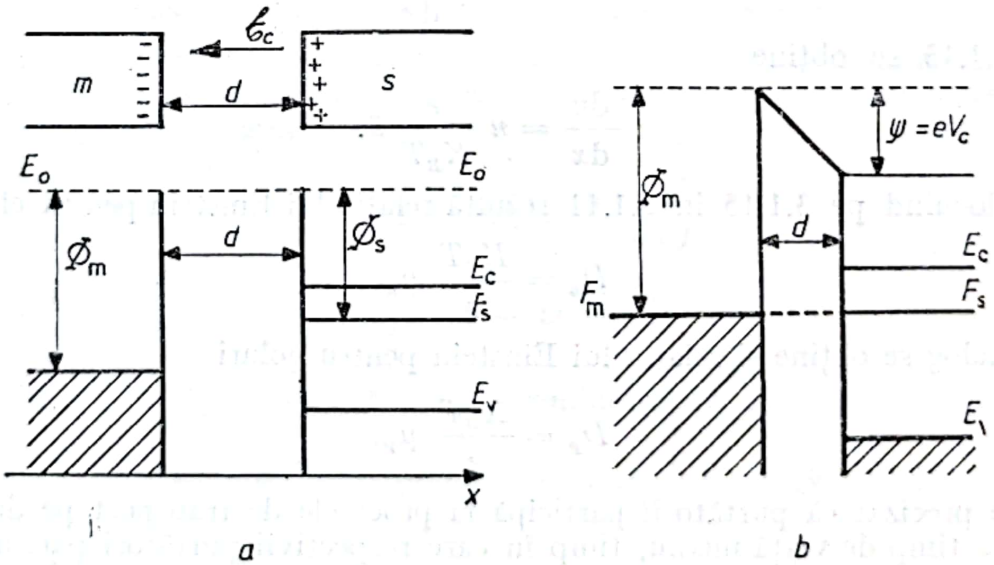


Fig. 3.2

Întrucît, pentru electronii ce părăsesc metalul, bariera de potenţial egală cu Φ_m rămîne nemodificată (fig. 3.2, *b*), fluxul purtătorilor (electronilor) din metal va fi dat de formula lui Richardson

$$I_m = \frac{4\pi}{h^3} m(K_B T)\, e^{-\varphi_m / K_B T}. \qquad 3.2.3$$

Scanned with OKEN Scanner

La echilibru, cînd apare și se stabilește cîmpul $\mathcal{E}_c$, curenții (fluxurile) sînt egali, adică $I'_s = I_m$. De aici rezultă că în ipoteza $m_n^* \approx m$, bariera de potențial va fi dată de

$$\Psi_0 = \Phi_m - \Phi_s = eV_c. \qquad 3.2.4$$

Dacă d reprezintă distanța dintre semiconductor și metal atunci valoarea de echilibru a cîmpului electric de contact va fi

$$\mathcal{E}_{c0} = \frac{|V_{0c}|}{d} = \frac{\Phi_m - \Phi_s}{ed}. \qquad 3.2.5$$

Densitatea sarcinilor superficiale care determină cîmpul de contact va fi egală cu

$$\rho = \varepsilon \mathcal{E}, \qquad 3.2.6$$

iar numărul electronilor suplimentari de pe metal, sau în minus din regiunea superficială a semiconductorului, va fi dat de

$$N = \frac{\rho}{e} = \frac{\varepsilon(\Phi_m - \Phi_s)}{e^2 d}. \qquad 3.2.7$$

Pentru distanțe de circa 0,1 mm între metal și semiconductor și pentru diferența de aproximativ 1 eV între lucrurile de ieșire se obține o concentrație a sarcinilor superficiale $N = 5 \cdot 10^7$ cm^{-2}. În cazul metalelor, unde concentrația electronilor este mai mare de 10^{22} cm^{-3}, grosimea stratului de sarcină spațială este mai mică de $5 \cdot 10^{-15}$ cm, iar în semiconductor, pentru $n \approx 10^{14}$ cm^{-3}, sarcina superficială apare pe seama extragerii electronilor dintr-un strat de grosime $l_n = \frac{N}{n} = 5 \cdot 10^{-7}$ cm. Se vede că pentru $d = 0{,}1$ mm cîmpul electric de contact pătrunde foarte puțin atît în metal, cît și în semiconductor, fapt care nu conduce la o modificare importantă a benzilor de energie (ca urmare a creșterii energiei electronilor în cîmpul electric).

Pentru contact intim metal-semiconductor ($d < 10^{-7}$ cm) obținut prin lipire, evaporare termică și condensare în vid etc., densitatea sarcinilor superficiale crește foarte mult (v. formula 3.2.7) atingînd $N \approx 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-2}; în acest scop purtătorii au fost extrași de la adîncimi apreciabile mai ales din materialul semiconductor pentru care rezultă $l_n \simeq \frac{N}{n} \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ cm. În metal, $l_m = 5 \cdot 10^{-10}$ cm deci cîmpul electric practic nu pătrunde în acesta. Datorită faptului că în semiconductor cîmpul electric pătrunde la distanțe apreciabile ($l_n \simeq 5 \cdot 10^{-2}$ cm) (fig. 3.3., *a*, *b*), energia electronilor va crește în cîmp mai ales în apropierea suprafeței și, ca urmare, benzile energetice din semiconductor se vor curba în sus (fig. 3.3, *c*).

În adîncimea semiconductorului, concentrația electronilor este dată de relația (v. 3.1.12)

$$n_0 = N_c \, e^{-\frac{E_c - F}{K_B T}}. \qquad 3.1.12'$$

În stratul superficial însă, pe distanța $x \leqslant l_n$ acționează cîmpul de contact, deci și bariera de potențial suplimentară $\Psi(x) = eV_c$. Ca urmare concentrația electronilor în domeniul sarcinii spațiale (pe grosimea l_n) se micșorează devenind

$$n_1 = n(x) = N_c \, e^{-\frac{E_c - F + \Psi(x)}{K_B T}} = n_0 \, e^{-\frac{\Psi(x)}{K_B T}} \qquad 3.2.$$

Scanned with OKEN Scanner

Pentru $\Psi(x) \geqslant 3\ K_B T$ rezultă $n(x) \approx \frac{n_0}{e^3} \approx \frac{1}{10}\ n_0$, adică regiunea superficială de grosime l_n sărăcește în purtători, ceea ce conduce la creșterea rezistenței electrice a respectivei regiuni (strat). Un asemenea strat sărăcit în

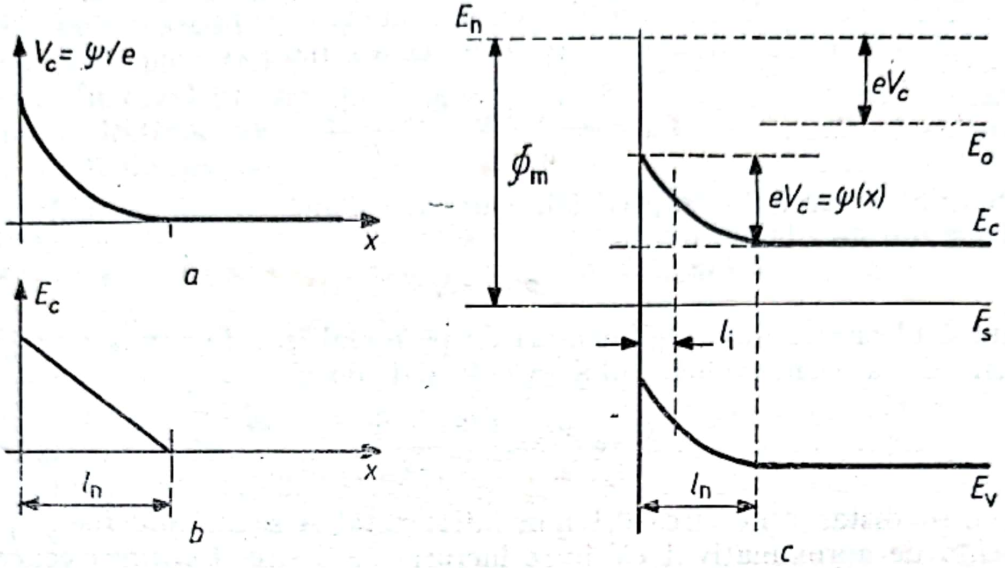


Fig. 3.3

purtători majoritari se numește strat de baraj deoarece în calea electronilor apare o barieră suplimentară de potențial $\Psi(x)$; un asemenea contact metal-semiconductor, în care $\Phi_m > \Phi_s$ și care are proprietăți redresoare, se mai numește și contact cu barieră Schottky [5—11].

În cazul în care $\Phi_m < \Phi_s$, diferența dintre fluxurile de electroni va fi îndreptată înspre semiconductor, care se va încărca negativ, iar metalul se va încărca pozitiv. Ca urmare, în regiunea de contact semiconductorul va prezenta un strat îmbogățit în purtători (electroni), cu o mică rezistență electrică; un asemenea strat se numește strat de antibaraj, iar contactul metal-semiconductor va fi un contact ohmic, neredresor. Diagrama energetică pentru acest caz este redată în figura 3.4, *b*, *c*; spre deosebire de cazul $\Phi_m > \Phi_s$

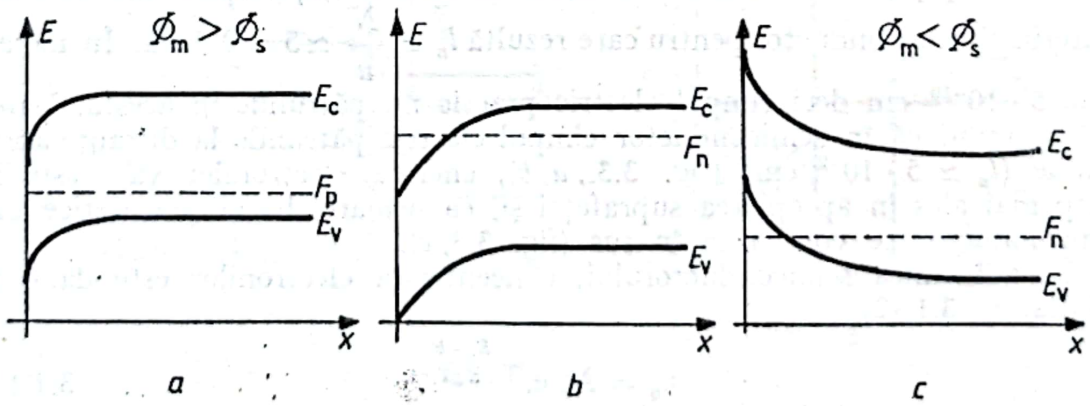


Fig. 3.4

(fig. 3.2, *a*), benzile de energie se vor curba în jos cu mărimea $\Psi(x) < 0$. Situații analoage se întîlnesc în cazul contactului dintre un metal și un semiconductor de tip *p* și $\Phi_m \lesssim \Phi_s$, unde sensul de curbare a benzilor depinde de semnul barierii $\Psi(x)$ (fig. 3.4, *a*, *c*).

Scanned with OKEN Scanner

Expresiile potențialului de contact, intensității cîmpului electric de contact și grosimii stratului sărăcit în purtători din semiconductor (în regiunea de contact) pot fi găsite prin rezolvarea ecuației lui Poisson

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}. \qquad 3.2.9$$

În cazul ionizării total a nivelelor donoare (se presupune că temperatura nu este atît de ridicată încît să intervină conductibilitatea intrinsecă), concentrația electronilor într-un semiconductor de tip n va fi egală cu cea a donorilor, $n_0 = N_d^+$ și ca atare densitatea ρ a sarcinilor spațiale va fi dată de

$$\rho = e(N_d^+ - n(x)) = e(n_0 - n(x)), \qquad 3.2.10$$

unde $n(x)$ este concentrația de neechilibru a purtătorilor (v. 3.2.8). Întrucît, după cum s-a arătat, în cazul $\Phi_m > \Phi_s$, rezultă $n_0 \gg n(x)$ și din 3.2.10 se obține $\rho = en_0$. Înlocuind în 3.2.9 rezultă

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon} en_0. \qquad 3.2.11$$

Cum $eV_c = \Psi(x)$, ecuația 3.2.11 se scrie

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = \frac{n_0e^2}{\varepsilon}. \qquad 3.2.12$$

Soluția generală pentru această ecuație este de forma

$$\Psi(x) = \frac{e^2n_0}{2\varepsilon}(l_n - x)^2 + A(l_n - x) + B \qquad 3.2.13$$

unde l_n reprezintă distanța în semiconductor pînă unde pătrunde cîmpul de contact $\mathcal{E}$. În punctul $x = l_n$, întrucît $\mathcal{E} = 0$, rezultă că și potențialul Ψ și ca urmare și derivata acestuia se anulează, adică

$$\Psi|_{x=l_n} = 0; \quad \mathcal{E} = -\frac{1}{e}\frac{d\Psi}{dx}\bigg|_{x=l_n} = 0. \qquad 3.2.14$$

Ținînd seama de condițiile la limită 3.2.14 se obține următoarea expresie pentru energia potențială

$$\Psi(x) = \frac{e^2n_0}{2\varepsilon\varepsilon_0}(l_n - x)^2 \qquad 3.2.15$$

cu permitivitatea vidului, $\varepsilon_0 = 1$.

Cîmpul electric de contact va fi dat de

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{1}{e}\frac{d\Psi}{dx} = \frac{n_0e}{\varepsilon}(l_n - x). \qquad 3.2.16$$

Pentru găsirea grosimii l_n a stratului de sarcină spațială (din semiconductor) se folosește condiția la limită în punctul $x = 0$ (de contact)

$$\Psi(0) = \Psi_c(\Phi_m - \Phi_s)_{x=0}, \qquad 3.2.17$$

care aplicată în cazul relației 3.2.15 conduce la

$$l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Psi_c}{e^2n_0}}. \qquad 3.2.18$$

Scanned with OKEN Scanner

Valoarea sarcinii spațiale care se află în acest strat de secțiune egală cu unitatea și de grosime l_n va fi

$$Q = en_0 l_n = \sqrt{2\varepsilon n_0 \Psi_c}. \qquad 3.2.19$$

Prezența în regiunea de contact a unei distribuții neuniforme a concentrației de purtători și a unui cîmp electric (de contact) conduce la apariția curenților de drift (de cîmp) și de difuzie, care în condiții de echilibru (lipsa unui cîmp extern) sînt egali între ei și de sensuri contrare (curentul rezultant este nul).

Dacă asupra contactului metal-semiconductor se aplică un cîmp electric extern, atunci echilibrul se strică și prin contact va trece un curent diferit de zero. Întrucît regiunea stratului sărăcit prezintă o rezistență mare, aproape întreaga tensiune externă se va repartiza pe această regiune. Nivelele Fermi în metal și respectiv în semiconductor în acest caz vor fi deplasate unul în raport cu altul (starea de echilibru fiind stricată) cu mărimea eV, unde V este tensiunea aplicată (fig. 3.5, *a*, *b*). În funcție de polaritatea potențialului

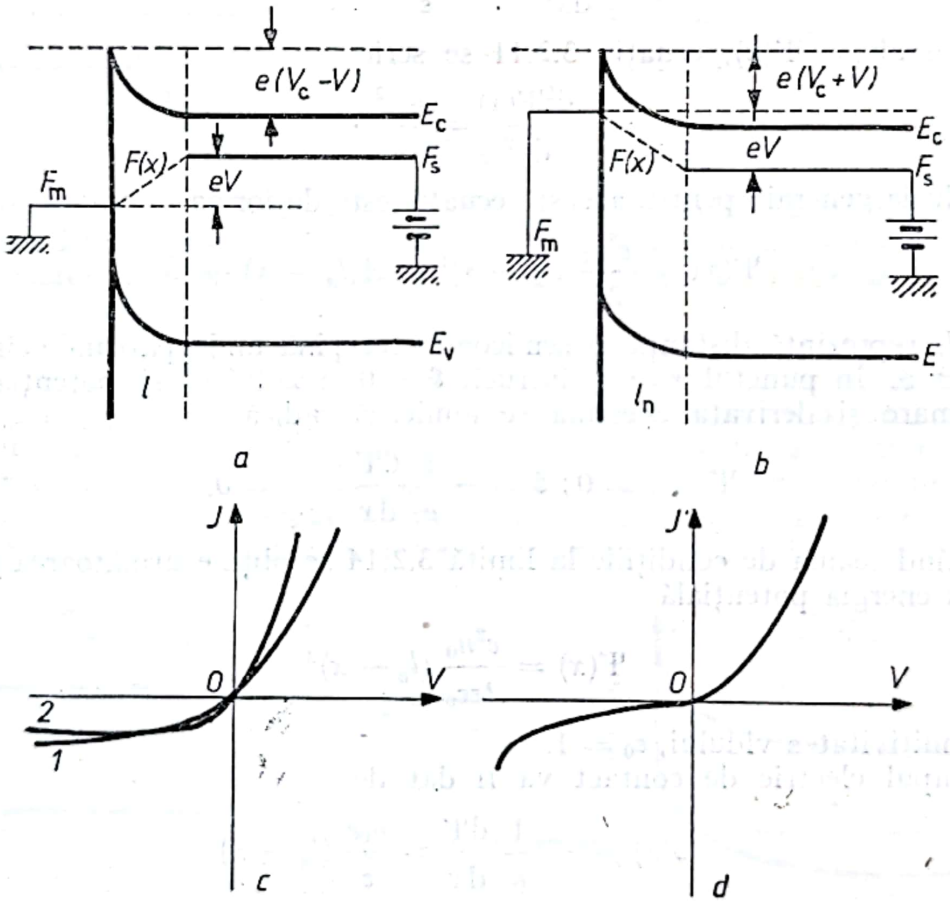


Fig. 3.5

electric aplicat, înălțimea barierii de potențial în regiunea de contact va scădea sau va crește așa cum se vede în figura 3.5, *a*, *b* ceea ce conduce la neliniaritatea caracteristicii curent-tensiune a contactului metal-semiconductor, conferindu-i acestuia proprietatea de redresare a curentului electric.

Caracteristica tensiune-curent a unui asemenea contact redresor depinde de grosimea l_n a stratului sărăcit și de valoarea mobilității purtătorilor. Dacă

Scanned with OKEN Scanner

lungimea parcursului mediu al purtătorilor, l este cu mult mai mică decît grosimea l_n a stratului de sarcină spațială, atunci electronii trecînd prin acest strat suferă un număr mare de ciocniri cu rețeaua, iar mișcarea lor capătă caracterul unui curent de difuzie. În acest caz teoria care permite calculul caracteristicii $J-V$ poartă numele de teoria difuziei fiind elaborată în principal de Mott [12] și mai ales de Schottky [13]; această teorie stă la baza descrierii funcționării diodelor cu barieră Schottky cu numeroase aplicații în tehnica microundelor, circuitelor logice rapide, în construcția celulelor solare etc. Conform acestei teorii, aplicabilă pentru semiconductorii cu mobilități mici (Se, Te, AlSb etc.) dependența densității de curent J în funcție de tensiunea V, aplicată din exterior, este dată de [8—14]

$$J = e\mu_n n_s \frac{V_{co} - V}{l_n}\left(e^{\frac{eV}{K_B T}} - 1\right) \qquad 3.2.20$$

sau

$$J = J_s\,(e^{eV/K_B T} - 1), \qquad 3.2.21$$

unde V_{co} este valoarea de echilibru a diferenței de potențial de contact, iar $n_s = n_0 e^{-eV_s/K_B T}$ — concentrația electronilor la suprafața semiconductorului.

Dacă lungimea parcursului mediu al electronilor este de același ordin sau mai mare decît l_n a stratului de baraj, atunci electronii trec practic „în zbor" prin stratul sărăcit în purtători fără să sufere ciocniri cu rețeaua, adică analog deplasării electronilor într-o diodă cu vid. Calculul caracteristicii curent-tensiune în cadrul acestei teorii (denumită teoria diodei) elaborată în principal de Bethe [14], conduce la următoarea expresie pentru caracteristica $J-V$ a contactului metal-semiconductor [7,10—11,14]

$$J = \frac{1}{4} n_s v_t\,(e^{eV/K_B T} - 1) = J_s(e^{eV/K_B T} - 1) \qquad 3.2.22$$

în care

$$v_t = \left(\frac{8K_B T}{\pi m_n^*}\right)^{1/2} \qquad 3.2.23$$

reprezintă viteza termică a electronilor [10, 15], iar

$$n_s = n_0 e^{-\Psi_s/K_B T} = N_c e^{-\frac{\Psi_s + E_c - F}{K_B T}}, \qquad 3.2.24$$

este concentrația purtătorilor la suprafața semiconductorului. Teoria diodei este aplicabilă pentru semiconductorii cu mobilități ridicate cum sînt Si, GaAs, InSb etc.

În figura 3.5, *c* sînt reprezentate caracteristicile $J-V$ pentru contactul metal-semiconductor calculate prin teoria difuziei (1) și respectiv prin teoria diodei (2). Se constată că ramurile inverse ale caracteristicilor diferă între ele ceva mai mult decît cele directe datorită diferenței dintre curenții inverși J_s:

$$J_s = \frac{V_{c0} - V}{l_n} e\mu_n n_s; \text{ (teoria difuziei)} \qquad 3.2.25$$

și

$$J_s = \frac{1}{n} n_s v_t; \text{ (teoria diodei).} \qquad 3.2.26$$

Scanned with OKEN Scanner

Caracteristica $J-V$ reală a contactului metal-semiconductor are aspectul din figura 3.5, *d*. Ea diferă întrucîtva de cele teoretice, deoarece în calcul nu au fost luate în considerare efectul forțelor de imagine, precum și influența stărilor de suprafață și alte efecte (de tunelare, de recombinare etc.) care au loc în contactele metal-semiconductor și în joncțiuni (pentru detalii a se vedea [10, 11]).

3.2.2. DIODE SEMICONDUCTOARE CU JONCȚIUNI $p-n$

Joncțiunile semiconductoare stau la baza construcției și funcționării majorității categoriilor de dispozitive semiconductoare (diode, tranzistori, circuite integrate etc.). Aceste joncțiuni se pot realiza atît în același semiconductor între două regiuni de conductibilitate inversă (p și n) și avînd denumirea de homojoncțiuni $p-n$, cît și între doi semiconductori diferiți ca tip de conducție sau ca lărgimi diferite ale benzii interzise, în acest caz purtînd denumirea de heterojoncțiuni semiconductoare (v. [10] și [11]).

Dioda semiconductoare reprezintă de fapt o joncțiune $p-n$ încapsulată sau nu (în cazul circuitelor integrate) într-un corp protector.

O homojoncțiune $p-n$ (dioda semiconductoare) poate fi obținută în interiorul unui mic monocristal semiconductor prin introducerea (prin difuzie termică sau prin alte procedee) a impurităților donoare într-un capăt și a impurităților acceptoare în capătul opus al probei. După modul de dopare joncțiunile $p-n$ pot fi line sau abrupte, simetrice sau asimetrice, acestea din urmă căpătînd o mai mare răspîndire. O joncțiune asimetrică se poate obține prin impurificarea unei regiuni delimitate dintr-un monocristal semiconductor deja impurificat în mod uniform (în timpul creșterii) cu impurități de tip contrar.

Concentrațiile centrelor de impurități pot varia abrupt dar concentrațiile purtătorilor, în regiunea de contact, vor avea o variație liniară (fig. 3.6, *a*) [5—8]. Datorită gradienților de concentrații, în regiunile învecinate cu joncțiunea $p-n$ apar curenți de difuzie fapt care conduce la micșorarea concentrațiilor de purtători în regiunea planului de contact II (fig. 3.6, *b*, *d*) și la apariția unui strat dublu de sarcină spațială și respectiv a unui cîmp intern $\mathcal{E}$ (fig. 3.6, *c*, *e*). Sub acțiunea cîmpului electric vor lua naștere curenți ohmici (de drift) de electroni și respectiv de goluri, care, la echilibru, sînt egali și de sensuri contrare cu cei de difuzie (fig. 3.6, *b*); ca rezultat al acestei egalități, prin joncțiune curentul total este nul.

Datorită cîmpului electric al sarcinii spațiale create, benzile energetice ale structurii $p-n$ din figura 3.6, *a* se vor curba așa cum se vede în figura 3.7, *a*, *b*. Înălțimea barierei de potențial care ia naștere la trecerea de la regiunea p către domeniul n, în condiții de echilibru, va fi dată, așa cum rezultă grafic și din figura 3.7 pentru o joncțiune abruptă și nesimetrică, de diferența

$$eV_{c0} = E_g - (eV_n + eV_p), \qquad 3.2.27$$

unde V_n și V_p reprezintă cvasinivelele Fermi în cele două regiuni semiconductoare, iar E_g — lărgimea benzii interzise [6—11]. Presupunînd că la temperatura considerată toate impuritățile sînt ionizate, adică $N_d \approx n_n$ și $N_a \approx p_p$ și luînd în considerație relațiile 2.2.16, 2.3.23 și 2.3.25, precum și faptul că (v. fig. 3.7)

$$eV_n = E_c - F_n; \; eV_p = F_p - E_v, \qquad 3.2.28$$

Scanned with OKEN Scanner

prin înlocuire în 3.2.27 se obține

$$eV_{c0} = K_B T \ln \frac{N_c N_v}{n_i^2} - eV_n - eV_p = K_B T \left[\frac{eV_n}{K_B T} + \ln n_{n0} + \right.$$

$$\left. + \frac{eV_p}{K_B T} + \ln p_{p0} - \ln n_i^2 \right] - eV_n - eV_p =$$

$$= K_B T \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \approx K_B T \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right). \qquad 3.2.29$$

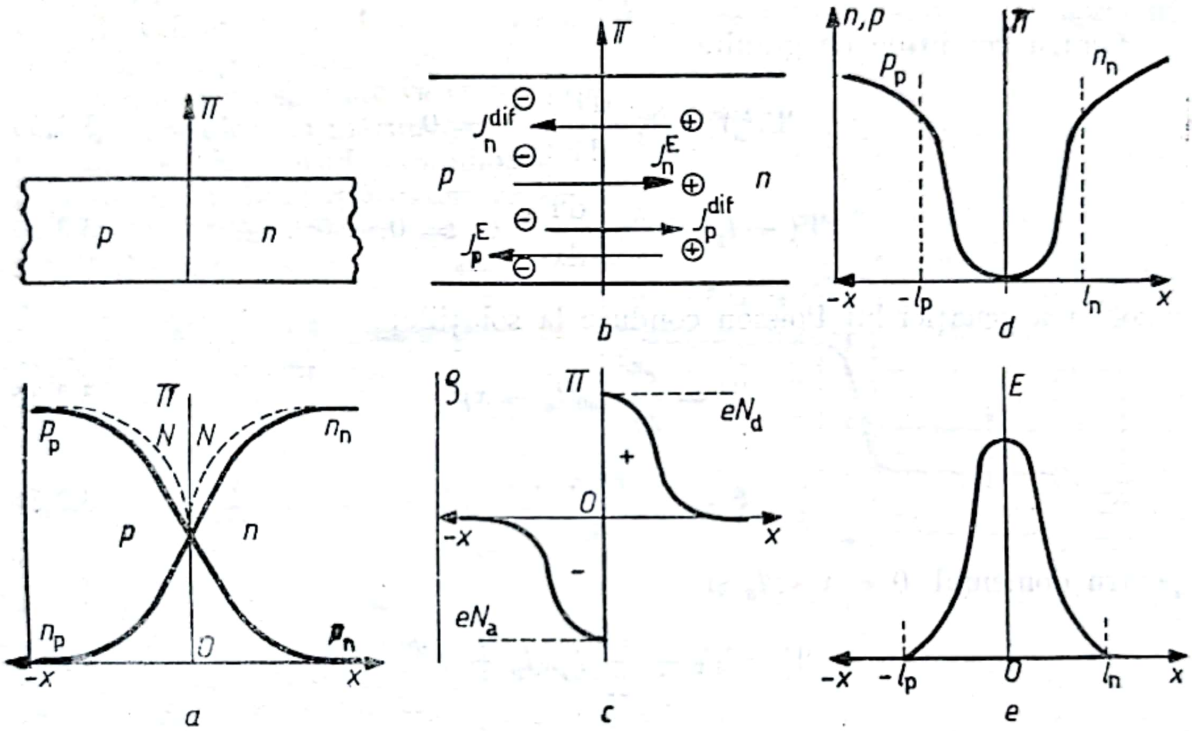


Fig. 3.6

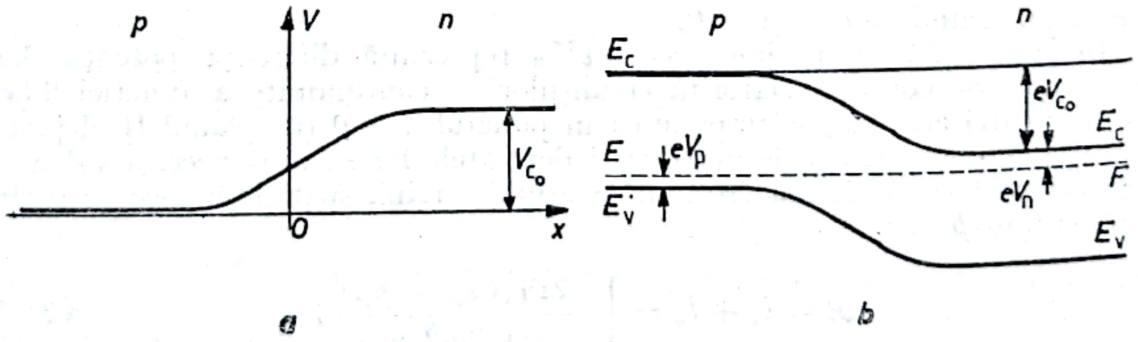


Fig. 3.7

Întrucît la echilibru $n_{n0}p_{n0} = n_{p0}p_{p0} = n_i^2$, atunci pentru diferența de potențial „de contact" — mai corect, de difuzie — , se obține expresia

$$V_{c0} = \frac{K_B T}{e} \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} = \frac{K_B T}{e} \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \frac{K_B T}{e} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}}. \qquad 3.2.30$$

Scanned with OKEN Scanner

Ecuația 3.2.30 permite aflarea relațiilor dintre densitățile de sarcini, în condiții de echilibru, în ambele părți ale joncțiunii $p-n$ (fig. 3.6, *a*):

$$p_{n0} = p_{p0}\, e^{-\frac{eV_{c0}}{K_B T}} \qquad 3.2.31$$

$$n_{p0} = n_{n0}\, e^{-\frac{eV_{c0}}{K_B T}}. \qquad 3.2.32$$

Distribuțiile potențialului și cîmpului electric în domeniul sarcinii spațiale pot fi aflate prin rezolvarea ecuației lui Poisson (v. 3.2.9). Pentru simplificare se consideră că la dreapta joncțiunii $p-n$, în regiunea $0 < x < l_n$ sarcina spațială este egală cu en_{n0}, iar în regiunea $-l_p < x < 0$, este egală cu $-ep_{p0}$.

Pentru condițiile de granită:

$$\Psi(l_n) = 0;\ \left.\frac{d\Psi}{dx}\right|_{x=l_n} = 0 \qquad 3.2.33$$

$$\Psi(-l_p) = 0;\ \left.\frac{d\Psi}{dx}\right|_{x=-l_p} = 0, \qquad 3.2.34$$

rezolvarea ecuației lui Poisson conduce la soluțiile:

$$\Psi = \frac{e^2}{2\varepsilon} n_{n0}(l_n - x)^2 \qquad 3.2.35$$

$$\mathcal{E} = -\frac{en_{n0}}{\varepsilon}(l_n - x), \qquad 3.2.36$$

pentru domeniul $0 < x < l_n$ și

$$\Psi = \Psi_0 - \frac{e^2}{2\varepsilon} p_{p0}(l_p + x)^2 \qquad 3.2.37$$

$$\mathcal{E} = -\frac{ep_{p0}}{\varepsilon}(l_p + x) \qquad 3.2.38$$

pentru domeniul $-l_p < x < 0$.

În relația 3.2.37 mărimea $\Psi_0 = eV_{c0}$ reprezintă diferența potențialelor (energiilor) de contact. Datorită condițiilor de continuitate a funcției $\Psi(x)$ și a derivatei acesteia, se impune ca în punctul $x = 0$ (în planul II al joncțiunii) cele două soluții de mai sus și derivatele lor să aibă aceeași valoare, ceea ce conduce la aflarea grosimii stratului sarcinii spațiale în fiecare parte a joncțiunii $p-n$:

$$\mathcal{L} = l_n + l_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\Psi_0(n_{n0} + p_{p0})}{e^2 n_{n0} p_{p0}}}; \qquad 3.2.39$$

$$l_n = \frac{\mathcal{L}p_{p0}}{n_{n0} + p_{p0}};\ l_p = \frac{\mathcal{L}n_{n0}}{n_{n0} + p_{p0}}. \qquad 3.2.40$$

Din relațiile 3.2.40 se vede că cîmpul electric va pătrunde la o adîncime mai mare în domeniul în care concentrația purtătorilor este mai mică. Dacă joncțiunea $p-n$ este pronunțat asimetrică, adică, spre exemplu, $N_a \gg N_d$

Scanned with OKEN Scanner

(sau $p_{p0} \gg n_{n0}$), atunci cîmpul pătrunde în domeniul n pe o distanță apreciabilă,

$$\mathcal{L} \approx l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\Psi_0}{e^2 n_{n0}}}, \qquad 3.2.41$$

pe cînd în domeniul p, adîncimea de pătrundere l_p este neglijabilă.

Dacă asupra joncțiunii $p-n$ se aplică o tensiune exterioară V, atunci, în funcție de sensul cîmpului electric extern, bariera de potențial se va modifica cu mărimea eV (fig. 3.8 *a*, *b*). Starea de echilibru fiind stricată în loc de nivelele Fermi F_n și F_p în regiunea de contact vor fi luate în considerație cvasiinelele Fermi $F_n(x)$ și respectiv $F_p(x)$ care vor fi deplasate față de pozițiile de echilibru cu eV (fig. 3.8 *a*, *b*). În același timp odată cu modificarea barierei de potențial, grosimea stratului sarcinii spațiale va crește sau va scădea cu mărimea eV în funcție de sensul cîmpului suplimentar aplicat din exterior, astfel încît formulele 3.2.39; 3.2.41 devin respectiv:

$$\mathcal{L} = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Psi_0 \pm eV)(n_{n0} + p_p}{e^2 n_{n0} p_{p0}}} \qquad 3.2.42$$

$$l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\Psi_0 \pm eV)}{e^2 n_{n0}}}. \qquad 3.2.43$$

Se vede că bariera de potențial se micșorează cu eV atunci cînd polul pozitiv al tensiunii externe V este legat la regiunea p (cazul sensului direct de conectare), iar concentrațiile purtătorilor minoritari de neechilibru n_p și p_n la granițele stratului sărăcit vor crește devenind (v. formulele 3.2.31 și 3.2.32 și figura 3.8, *a*, *b*):

$$p_n = p_{p0}\, e^{-\frac{e(V_{c0}-V)}{K_B T}} = p_{n0}\, e^{eV/K_B T} \qquad 3.2.44$$

$$n_p = n_{p0}\, e^{eV/K_B T}. \qquad 3.2.45$$

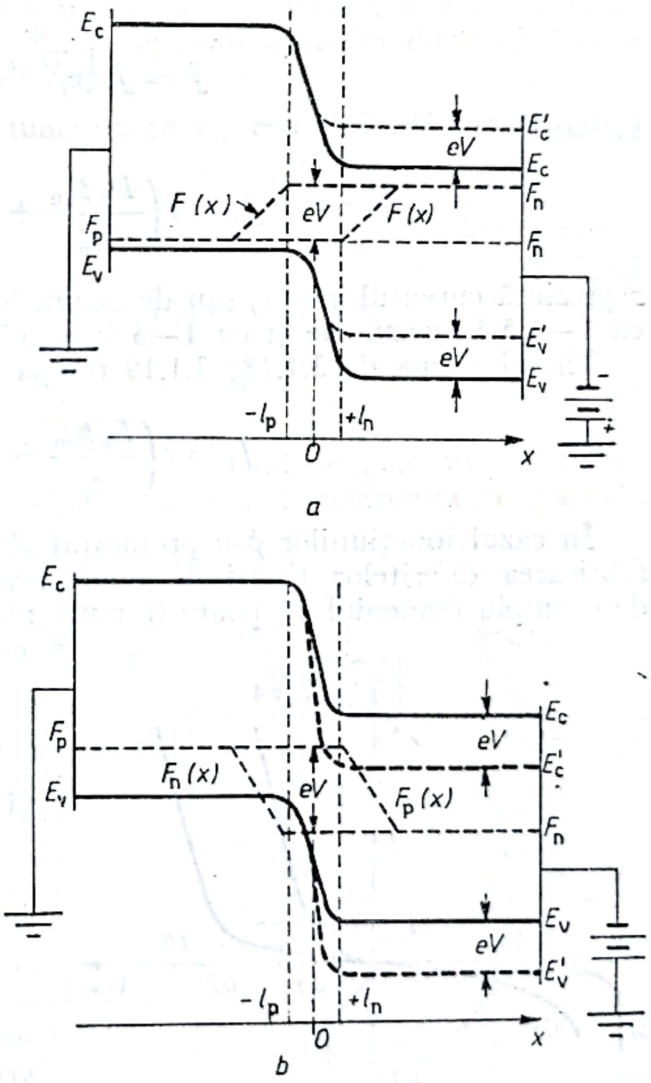


Fig. 3.8

Această creștere conduce la apariția unui număr suplimentar de purtători minoritari, adică are loc procesul de injecție de purtători în joncțiunea $p-n$, proces însoțit de trecerea unui curent apreciabil (creștere exponențială) în sens direct de conectare, descris de o relație de forma [8, 10, 11]

$$J \sim (e^{eV/\eta K_B T} - 1). \qquad 3.2.46$$

Scanned with OKEN Scanner

Prin aplicarea unei tensiuni cu polaritate inversă (polul negativ pe semiconductorul de tip p), bariera de potențial devine $e(V_{c0} + V)$, iar concentrațiile de purtători minoritari vor scădea după legi similare cu 3.2.44; 3.2.45 (la exponențiale semnul devine negativ) adică are loc procesul de **extracție** a purtătorilor din regiunea joncțiunii și mărirea lărgimii stratului de baraj. În această situație (sens invers de conectare) prin joncțiunea $p-n$ va trece un curent neglijabil, produs doar de deplasarea electronilor și golurilor generate termic.

Spre deosebire de joncțiunile de la contactul metal-semiconductor, la joncțiunile $p-n$ trebuie luate în considerare fenomenele de generare (termică) și de recombinare a purtătorilor în domeniul joncțiunii. Conform celor arătate mai sus în cazul joncțiunilor $p-n$ subțiri, în care se poate neglija curentul de recombinare, caracteristica curent-tensiune are o expresie similară cu cea de la contactul metal semiconductor, fiind dată de [5—11] (v. și 3.2.46)

$$J = J_s\left(e^{\frac{eV}{\eta K_B T}} - 1\right) \qquad 3.2.47$$

în care

$$J_s = e\left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n}\right), \qquad 3.2.48$$

reprezintă curentul invers, sau de saturație, iar η este factorul de diodă, egal cu 1—1,5 în cazul Ge și cu 1—3 în cazul joncțiunilor mai groase, cu siliciu.

Ținînd seama de 3.1.18; 3.1.19 relația 3.2.48 se mai scrie

$$J_s = e\left(\frac{L_p p_{n0}}{\tau_p} + \frac{n_{p0} L_n}{\tau_n}\right). \qquad 3.2.49$$

În cazul joncțiunilor p-n pronunțat asimetrice, care se utilizează pentru fabricarea diferitelor tipuri de diode semiconductoare, unul din domenii, de exemplu domeniul n, poate fi mult mai dopat, adică $p_{n0} \ll n_{p0}$, ceea ce conduce la (v.3.2.49)

$$J_s \simeq J_{sn} = e\,\frac{n_{p0} L_n}{\tau_n} \qquad 3.2.50$$

și respectiv la (v.3.2.47)

$$J = e\,\frac{n_{p0} L_n}{\tau_n}\,(e^{eV/K_B T} - 1). \qquad 3.2.51$$

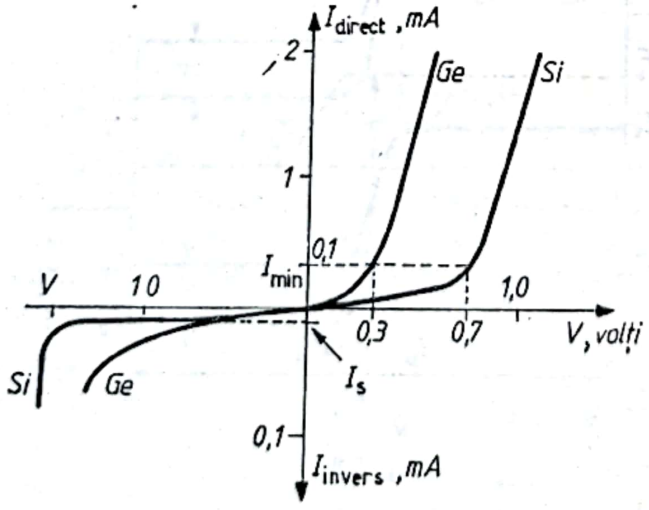


Fig. 3.9

Se vede că în sens direct de conectare, curentul prin joncțiunea p-n crește exponențial cu tensiunea aplicată (fig.3.9 și formula 3.2.47), pe cînd în sens invers de conectare, acesta tinde spre valoarea de saturație J_s, care este în general foarte mică (de ordinul microamperilor la diodele de mică putere). Astfel o diodă semiconductoare cu joncțiune p-n lucrează ca un comutator ideal de curent prezentînd o rezistență foarte mică în sens direct de comutare (pentru

Scanned with OKEN Scanner

$V > 0$) și o rezistență inversă practic infinit de mare pentru sensul invers de conectare ($V < 0$) fapt care le face deosebit de aplicabile în circuitele cu impulsuri, circuitele logice etc.

3.3. PARAMETRII DIODEI ȘI SCHEMA ECHIVALENTĂ

Caracteristicile diodei prezentate în figura 3.9 sînt caracteristici statice. În condiții reale, dioda face parte, de obicei, dintr-un circuit unde, pe lîngă o sursă de tensiune continuă, se găsește și un generator de tensiune alternativă (fig.3.10,*a*,*b*).

În figura 3.10,*a*, sus în stînga, este reprezentat și simbolul pentru dioda semiconductoare[1]. Se va presupune că amplitudinea tensiunii alternative este mică (condiția de semnal mic) adică în jurul punctului mediu de funcționare (E_a) caracteristica poate fi aproximată prin tangentă. Față de componenta alternativă a tensiunii, dioda are un comportament diferențiat care poate fi caracterizat prin următorii parametri:

a) **Panta diodei** în punctul de funcționare E_a este definită de expresia

$$S = \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}V}\bigg|_{V=E_a} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}V}\left[I_s(\mathrm{e}^{eV/K_BT} - 1)\right]_{V=E_a} = \frac{e}{K_BT}(I - I_s) \approx \frac{\Delta I}{\Delta V}\bigg|_{V=E_a} \qquad 3.3.1$$

b) **Rezistența internă** (dinamică) a diodei este inversul pantei

$$R_i = \frac{1}{S} = \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}I}\bigg|_{V=E_a} = \mathrm{tg}\,\alpha. \qquad 3.3.2$$

Se observă că panta și rezistența internă depind de punctul de funcționare. Rezistența internă a diodei (R_i) este diferită de rezistența sa aparentă în curent continuu (statică) $R_{cc} = \mathrm{tg}\,\beta$ care este formată din două componente: $R_{cc} = R_b + V/I$, unde R_b este rezistența blocului semiconductor (regiunile neutre) iar V și I sînt tensiunea respectiv curentul pe joncțiune.

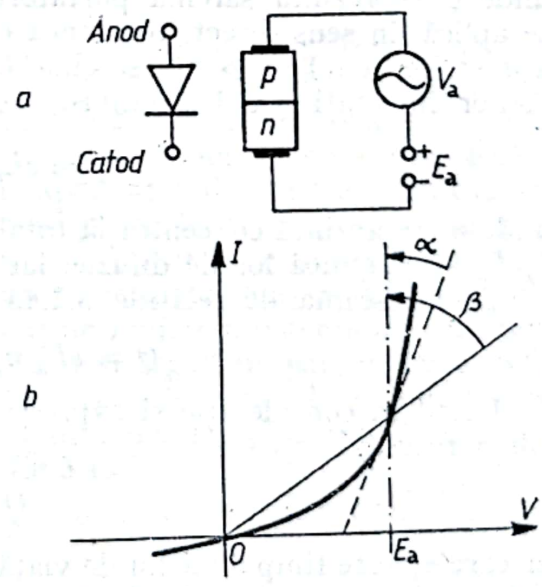


Fig. 3.10

c) **Capacitățile interne ale diodei semiconductoare.** După cum s-a arătat, stratul sarcinii spațiale de la joncțiunea *p-n* prezintă o mare rezistență, în sensul invers de conectare a tensiunii externe. Acest strat poate fi considerat ca un izolator plasat între două regiuni (semi)conductoare, structura rezultată putînd fi asimilată cu structura unui condensator plan de capacitate

$$C_b = \frac{\varepsilon S}{\mathcal{L}} \qquad 3.3.3$$

[1] În continuare, în toate figurile care descriu funcționarea și caracteristicile unui dispozitiv se reprezintă și simbolul corespunzător dispozitivului. Pentru precizări privind reprezentarea simbolurilor majorității dispozitivelor semiconductoare a se vedea Anexa 3.4.

Scanned with OKEN Scanner

unde S este suprafața de contact dintre domeniile p și n, $\mathcal{L}$ — lărgimea domeniului sarcinii spațiale, iar ε — constanta dielectrică a semiconductorului. Trebuie precizat că deși distribuția sarcinilor într-un condensator plan nu este aceeași cu cea din regiunea joncțiunii p-n, formulele de calcul ale capacității coincid datorită caracterului variației sarcinii în joncțiunea p-n; într-adevăr cînd variază tensiunea totală de pe joncțiune, sarcina variază datorită deplasării granițelor stratului sărăcit adică modificării mărimii $\mathcal{L}$. Înlocuind în 3.3.3 expresia grosimii stratului de baraj (v. de exemplu formulele 3.2.42; 3.2.43 pentru $V < 0$), se obține:

$$C_b = \left[\frac{e\varepsilon n_{n0} p_{p0}}{2(V_{c0} - V)(n_{n0} + p_{p0})}\right]^{1/2}; \; S = 1, \qquad 3.3.4$$

pentru joncțiuni p-n dopate simetric și respectiv

$$C_b = \left[\frac{e\varepsilon n_{n0}}{2(V_{c0} - V)}\right]^{1/2} \qquad 3.3.5$$

în cazul joncțiunilor p-n nesimetrice și $S = 1$.

Capacitatea joncțiunii p-n polarizată în sens invers se numește *capacitatea de barieră*, C_b, a joncțiunii p-n. Ea este larg folosită în microelectronică pentru izolare și pentru crearea condensatorilor în circuitele integrate, precum și în alte dispozitive electronice.

Capacitatea joncțiunii polarizată în sens direct de conectare se numește *capacitate de difuzie* deoarece ea este condiționată de difuzia electronilor (golurilor) injectați în joncțiunea p-n, fiind determinată prin relația [5—8]

$$C_d = \frac{dQ}{dV}, \qquad 3.3.6$$

unde Q reprezintă sarcina purtătorilor injectați cînd asupra joncțiunii p-n se aplică, în sens direct, tensiunea externă V. În cazul joncțiunilor puternic asimetrice, cînd $n_n \gg p_p$, sarcina Q va fi proporțională cu numărul purtătorilor injectați (de neechilibru) adică

$$Q = eL_n(n_p - n_{p0}), \qquad 3.3.7$$

unde n_p reprezintă concentrația totală a purtătorilor minoritari din regiunea p, L_n — lungimea lor de difuzie, iar n_{p0} — concentrația de echilibru.

Ținînd seama de relațiile 3.2.45 se poate scrie

$$Q = eL_n\, n_{p0}(e^{eV/K_BT} - 1). \qquad 3.3.8$$

Luînd în considerație și expresia 3.2.5 pentru curentul direct prin joncțiune rezultă

$$Q = j\tau_n \qquad 3.3.9$$

în care τ_n este timpul mediu de viață al purtătorilor injectați (al electronilor). Diferențiind expresia 3.3.8 în funcție de tensiune și ținînd seama de 3.2.51 și de expresia 3.3.9 se găsește relația care exprimă capacitatea de difuzie

$$C_d = \frac{e\tau_n}{K_BT} j. \qquad 3.3.10$$

Scanned with OKEN Scanner

Capacitatea de difuzie depășește cu mult, ca valoare, capacitatea de barieră, fapt de care trebuie să se țină seama pentru lucrul diodelor în înaltă frecvență.

d) **Schema echivalentă a joncțiunii p-n la semnale mici și frecvențe joase.** Un model care caracterizează destul de bine joncțiunea unei diode din siliciu are caracteristici liniare pe porțiuni (fig.3.11*a*,*b*). Această metodă de aproxi-

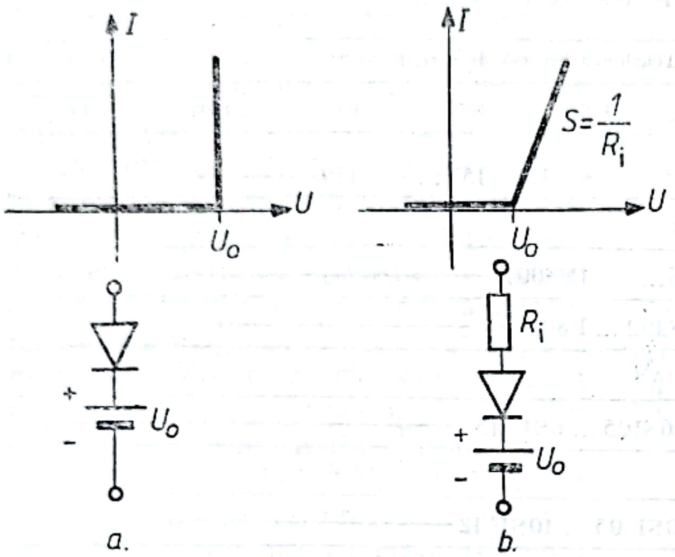


Fig. 3.11

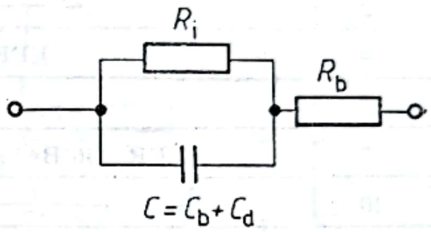


Fig. 3.12

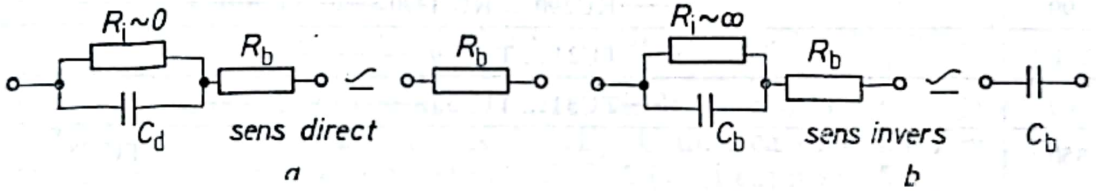


Fig. 3.13

mare poate fi folosită și la alte elemente neliniare de circuit. Într-un circuit unde o tensiune alternativă joasă este suprapusă unei tensiuni continue de ordinul volților, dioda poate fi reprezentată cu schema echivalentă, ca în figura 3.12. Aici R_i — rezistența internă dinamică a joncțiunii — este legată în paralele cu capacitatea C, formată din capacitatea de barieră C_b și capacitate de difuzie C_d. Atît R_i cît și C depind puternic de tensiunea continuă aplicată diodei. În regim de conducție în sens direct R_i este foarte mic, iar $C_d > C_b$; rămîne deci în circuit numai C_d care este șuntat de $R_i \simeq 0$ (fig.3.13,*a*); rezultă astfel schema echivalentă care conține numai rezistența R_b. La tensiuni inverse de polarizare, R_i este foarte mare și legat în paralel cu $C_b \gg C_d$ care, după cum am menționat, depinde puternic de punctul de funcționare adică de tensiunea de polarizare. R_b legat în serie cu C_b poate fi neglijat și în schema echivalentă rămîne numai C_b (fig.3.13,*b*).

3.4. TIPURI DE DIODE

3.4.1. DIODE REDRESOARE

Aceste diode sînt folosite pentru transformarea tensiunii alternative în tensiune continuă. Ele au un domeniu restrîns în ceea ce privește frecvența de lucru. Diodele redresoare sînt confecționate din siliciu sau din germaniu.

Scanned with OKEN Scanner

Din siliciu se pot realiza diode cu tensiuni inverse mult mai mari, pe cînd diodele de germaniu au tensiuni inverse de străpungere mai scăzute (tabel 3.1). Diodele de germaniu încă sînt fabricate, avînd prețul de cost redus. În tabelul 3.1 aceste diode (cu Ge) sînt marcate cu *.

Tabel 3.1

Diode redresoare românești

I(A)	V, Tensiunea inversă de vîrf, în volți							
	30	50	100	400	600	800	1200	1500
0,3			EFR 135*	←—BA 157 ...		159——→		
0,8	EFROB*							
1		←——1N4001 ...		1N4007 ——→				
2			←——F102 ... F802 ——→					
4			EFR135/A*					
6			←——6SI05 ... 6SI 15 ——→					
7		EFR 136/B*						
10			←——10SI 05 ... 10SI 12 ——→					
20			←——20SI 05 ... 20SI 15 ——→					
90				←——KU290 ... KU 1490 ——→				
200				←——TU21 ... TU 29 ——→				
300				←——TU31 ... TU 35 ——→				
350							TU 38	

3.4.2. DIODE DETECTOARE DE ÎNALTĂ FRECVENȚĂ

Aceste diode sînt utilizate pentru comutări rapide și detecție (fig. 3.14). Pentru obținerea unor capacități și inductanțe parazite cît mai mici, ele sînt realizate cu contacte punctiforme și cu o variație liniară a concentrației impurităților în joncțiune (joncțiune gradată).

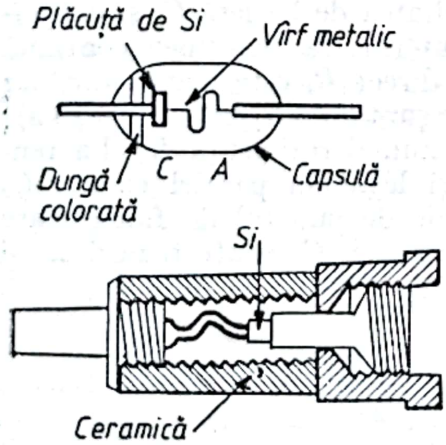


Fig. 3.14

Din categoria diodelor de înaltă frecvență și de microunde fac parte diodele Schottky, diodele *p-i-n*, diodele varactor, diodele Gunn, diodele TRAPATT și IMPAT și altele. Unele din aceste tipuri, vor fi analizate în paragrafele și capitolele următoare.

Constructiv, diodele pentru frecvențe foarte înalte se realizează sub două variante: sub formă de capsulă (sticlă sau metal) sau sub formă coaxială pentru a ușura introducerea acestora din urmă direct în instalații de foarte înaltă frecvență (în ghiduri sau în cabluri coaxiale).

Scanned with OKEN Scanner

3.4.3. DIODE STABILIZATOARE DE TENSIUNE (DIODE ZENER)

Caracteristica principală a acestui dispozitiv semiconductor este de a limita tensiunea. Peste o anumită valoare, tensiunea la bornele diodei rămîne practic constantă, în timp ce curentul din diodă poate să varieze destul de mult. Asemenea diode numite și Zener lucrează în domeniul tensiunii inverse. Curentul invers are o valoare relativ constantă și neglijabilă la o temperatură dată, pentru toate tensiunile sub tensiune de străpungere (V_s). Mărind tensiunea inversă peste V_s la un moment dat curentul invers prezintă o creștere rapidă (fig. 3.15).

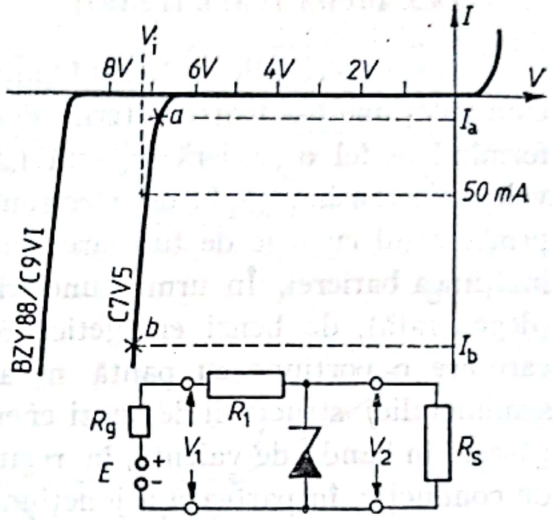


Fig. 3.15

Porțiunea de lucru *(a, b)* este situată în zona de străpungere unde căderea de tensiune între bornele diodei rămîne practic constantă (tensiunea stabilizată), pentru o gamă largă a curenților. Străpungerea diodelor se explică prin efect Zener, adică prin ionizarea atomilor neutri (ruperea legăturilor covalente) sub influența cîmpului electric intens ($\mathcal{E} > 3 \cdot 10^5$ V/cm). În acest caz curentul invers crește rapid, valoarea lui trebuie limitată cu o rezistență (R_1) introdusă în circuitul extern, pentru a proteja dioda contra distrugerii prin străpungere ireversibilă datorită creșterii puternice a curentului în urma ambalării termice a dispozitivului. Tensiunea stabilizată (V_s) depinde de rezistivitatea semiconductorului și variază de la un tip la altul, de exemplu, între 2,7 V (DZ-2V7) și 200 V (1N 3051B). Utilizarea diodelor Zener ca stabilizatoare parametrice este foarte răspîndită (v. și capitolul 5).

3.4.4. DIODA VARACTOR

Dioda varactor este o diodă semiconductoare care are o capacitate de joncțiune puternic dependentă de tensiune. Ea este utilizată ca o reactanță variabilă, dependentă de tensiunea aplicată (fig. 3.16, *b*). Diodele varactor se fabrică din Si iar, pentru frecvențe foarte înalte (~GHz), din GaAs. Aceste dispozitive sînt elemente neliniare a căror schemă echivalentă este formată din două rezistențe și un condensator (fig. 3.16, *a*). Pentru a avea pierderi cît mai mici, este necesar ca rezistența paralelă (R_t) să fie mare. Se înțelege de ce diodele varactor se polarizează în sens invers. Din cauza neliniarității lor diodele varactor pot fi utilizate ca modulatoare (v. cap. 5), folosind o tensiune de modulare exte-

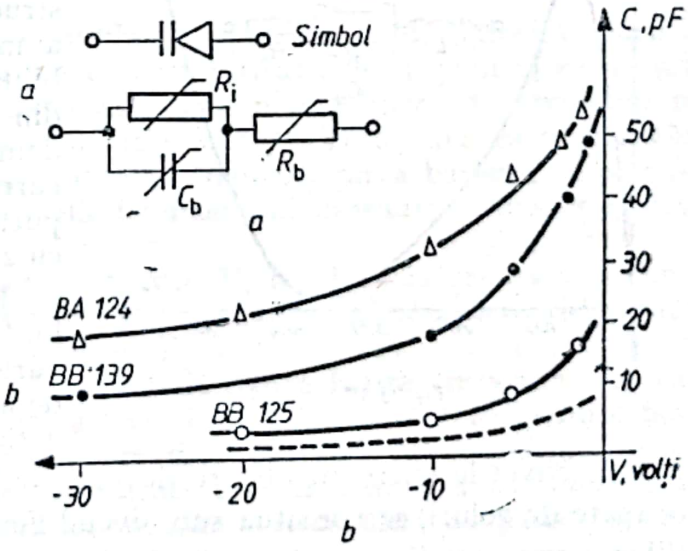


Fig. 3.16

rioară, suprapusă tensiunii de polarizare. Din cauza neliniarității se produc și armonice superioare, deci dioda poate servi și pentru multiplicarea frecvenței. Dacă i se aplică două semnale de frecvențe diferite, poate să rezulte o amplificare parametrică sau o conversie a frecvetei (în sus) pentru unul din cele două semnale.

3.4.5. DIODA TUNEL (ESAKI)

Descoperită de L. Esaki în anul 1959 [15] dioda tunel este un dispozitiv cu o joncțiune p-n foarte puternic dopată în ambele părți ($n = 1 \div 3.10^{19}\text{cm}^{-3}$) formînd astfel o barieră îngustă ($\mathcal{L} \simeq 100 \div 150$ Å) prin care, la anumite valori ale tensiunii aplicate, electronii pot pătrunde prin bariera de potențial prin efectul cuantic de tunelare, chiar dacă energia lor este mai mică decît înălțimea barierei. În urma tunelării, în conjuncție cu o structură specială (degenerată), de benzi energetice rezultă o caracteristică curent-tensiune care are o porțiune cu pantă negativă (fig. 3.17). Degenerarea (caracter semimetalic) structurii de benzi energetice presupune că nivelul Fermi F se găsește în banda de valență, în regiunea p a joncțiunii și respectiv în banda de conducție, în partea n a joncțiunii (fig. 3.18).

În figura 3.18, a-g se arată schematic diagramele care ilustrează funționarea diodelor tunel. Tunelarea purtătorilor poate avea loc în ambele sensuri, în absența sau prezența tensiunii externe, dacă purtătorii care tunelează au posibilitatea să ocupe nivele energetice vacante din benzile energetice.

În figura 3.18, a este indicată situația tunelării pentru o tensiune inversă de polarizare. Prin diodă trece un curent important ca urmare a tunelării electronilor din banda de valență a regiunii p, pe nivelele energetice libere din banda de conducție a domeniului n (nivelul F_n e mai jos decît poziția nivelului F_p).

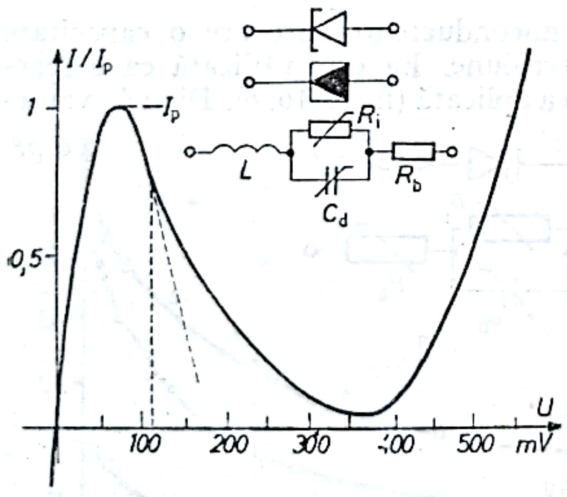


Fig. 3.17

În absența tensiunii externe, structura se găsește în echilibru, avînd $F_p = F_n$ (fig. 3.18, b). Probabilitățile de tunelare a electronilor din domeniul n și a golurilor din domeniul p sînt sensibil egale, iar curentul total (datorită deplasării purtătorilor prin tunelare) va fi egal cu zero (fig. 3.18, b).

Pentru tensiuni directe mici, are loc micșorarea corespunzătoare a barierei de potențial, ca urmare a deplasării relative a diagramelor energetice a domeniului n față de domeniul p. Nivelele energetice libere de electroni din domeniul p (și care sînt ocupate de goluri) se vor situa sub nivelul Fermi F_n, astfel că pe aceste nivele (libere) vor sosi (în urma tunelării) electroni din domeniul n, rezultînd un

Scanned with OKEN Scanner

curent important prin joncțiune (fig.3.18,*c*). Curentul direct va crește pe măsură ce crește tensiunea directă V, pînă cînd nivelele libere din banda de valență și de impurități din domeniul p se află la aceeași înălțime cu nivelele ocupate (de electroni) din banda de conducție și de impurități din domeniul n; în această situație se obține valoarea maximă I_m a curentului de tunelare (fig. 3.18, *d*).

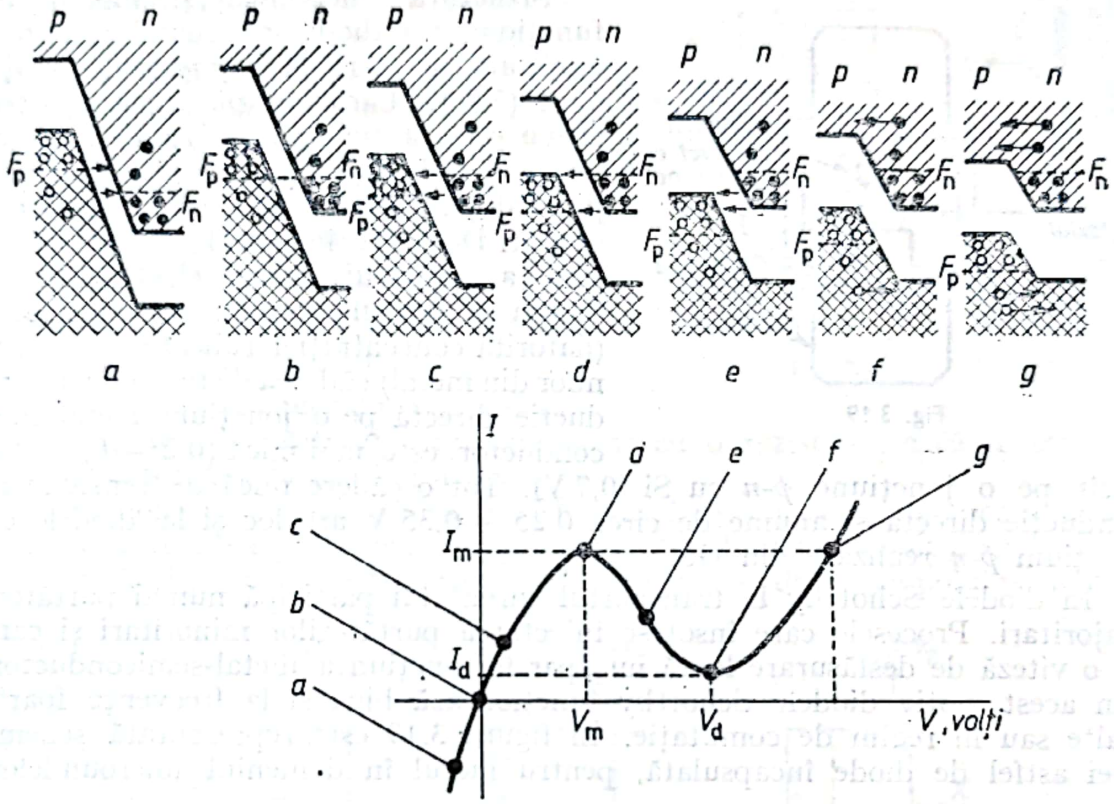


Fig. 3.18

Prin mărirea în continuare a tensiunii directe V, curentul direct se va micșora, deoarece datorită deplasării corespunzătoare a benzilor energetice se va micșora și numărul nivelelor energetice libere (din regiunea p) care se află la aceeași înălțime cu cele ocupate de electroni (din regiunea n) (fig.3.18,*e*) și respectiv se va micșora și numărul electronilor care tunelează pe aceste nivele libere.

Curentul tunel prin diodă se va anula pentru cazul cînd, datorită măririi tensiunii V, benzile energetice se vor deplasa într-atît încît pentru electronii liberi din domeniul n nu vor mai corespunde nivele libere, în domeniul p care să poată fi ocupate prin tunelare (fig. 3.18, *f*). Totuși în această situație prin diodă va trece un curent I_a condiționat de micșorarea barierei de potențial (pentru electroni), adică datorită fenomenului obișnuit de injecție, din diodele redresoase (fig. 3.18, *f*).

Mărirea în continuare a tensiunii directe V, conduce la creșterea accentuată a curentului (fig.3.18,*g*) în urma injecției (micșorării barierei de potențial), ca la o diodă redresoare obișnuită.

Diodele tunel sînt utilizate în circuite de foarte înaltă frecvență atît ca elemente pasive, cît și ca elemente active. Datorită rezistenței dinamice negative în sens direct, dioda tunel poate fi utilizată și ca amplificator sau oscilator. Curentul invers intens însoțit de o neliniaritate a caracteristicii în jurul punctului de origine permite utilizarea ei ca element pasiv pentru conversia de frecvență.

Scanned with OKEN Scanner

3.4.6. DIODE SCHOTTKY

În diodele semiconductoare redresoare joncțiunea redresoare se formează între semiconductori de tip *n* și *p*. După cum s-a arătat în 3.2.1 în unele condiții contactul metal-semiconductor se comportă ca o joncțiune redresoare, fiind utilizat pentru realizarea diodelor numite diode Schottky.

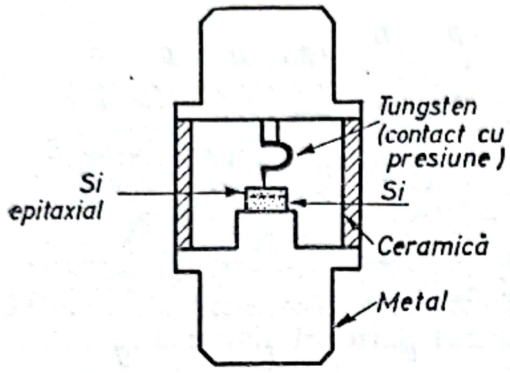


Fig. 3.19

Structura energetică și modul de funcționare a diodelor Schottky au fost analizate pe larg în paragraful menționat (3.2.1). Caracteristic acestor dispozitive este faptul că regiunea de sărăcire (stratul de baraj) se află în domeniul mai puțin dopat, adică în materialul semiconductor. Deoarece în metal sarcina negativă a stratului dublu electric ocupă numai o peliculă practic monoatomică (datorită concentrației ridicate a electronilor din metal) căderea de tensiune în conducție directă pe o joncțiune metalsemiconductor este mai mică (0,2 — 0,35 V), decît pe o joncțiune *p-n* cu Si (0,7 V). Tot o cădere mică de tensiune în conducție directă și anume de circa 0,25 — 0,35 V are loc și la diodele cu joncțiuni *p-n* realizate din Ge

În diodele Schottky la transportul curentului participă numai purtători majoritari. Procesele care însoțesc injectarea purtătorilor minoritari și care au o viteză de desfășurare lentă nu apar în joncțiunea metal-semiconductor. Din acest motiv diodele Schottky funcționează bine și la frecvențe foarte înalte sau în regim de comutație. În figura 3.19 este reprezentată schema unei astfel de diode încapsulată, pentru lucrul în domeniul microundelor.

Observație. Dacă într-o structură metal-semiconductor, semiconductorul este puternic dopat, regiunea evacuată va fi și în semiconductor foarte subțire. Această joncțiune foarte îngustă poate fi străbătută de curenți prin efect tunel în ambele sensuri. Astfel contactul metal-semiconductor devine un contact ohmic, iar caracteristica $J - V$ va fi simetrică. Acest procedeu este utilizat în toate dispozitivele semiconductoare și în circuitele integrate pentru realizarea *contactelor ohmice*.

3.5. TRANZISTORI UNIPOLARI CU EFECT DE CÎMP

3.5.1. TRANZISTORUL CU EFECT DE CÎMP CU POARTĂ JONCȚIUNE (TECJ)

Tranzistorul TECJ a fost propus de Stuetzer (1950) [16] și de Shockley (1952) [17] și realizat în forma sa actuală de Dasey și Ross (1953) [18].

Pentru a explica principiul de funcționare al tranzistorului TECJ se poate porni de la structura diodei semiconductoare (fig. 3.6) imaginînd un model. Dacă la regiunea *n*, în loc de vechiul electrod-catodul, se aplică două contacte ohmice laterale (fig.3.20) denumite sursa *S* și respectiv — drena *D*, se obține o structură TECJ. Al treilea electrod al TECJ este plasat la regiunea *p* (fostul anod la diodă) și se numește poartă (*gate* în engleză) *G*. Regiunea între sursă și drenă este denumită canal el conținînd purtători de sarcină (electroni)

Scanned with OKEN Scanner

mobili. Stratul p este de obicei puternic dopat iar stratul n este mai sărac în impurități. Joncțiunea fiind asimetrică, zonele fără purtători mobili au dimensiuni diferite cu o lărgime mai mare în domeniul n mai puțin dopat, deci $a_1 < a_2$. Fenomenul principal în TECJ este deplasarea purtătorilor majoritari (electronii, figurați cu liniuțe pe desen) de la sursă spre drenă în interiorul canalului. Cu o tensiune aplicată pe poartă se poate modifica lărgimea zonei fără purtători mobili (în general numai polarizare în sens invers). După cum s-a arătat în paragraful 3.2.2, odată cu creșterea tensiunii inverse aplicată porții lărgimea zonei evacuate crește și astfel lărgimea canalului descrește. Fluctuațiile lărgimii canalului modifică intensitatea curentului din canal în ritmul impus de tensiunea aplicată porții. Astfel dispozitivul este echivalent cu o rezistență a cărei secțiune este comandată prin tensiunea porții.

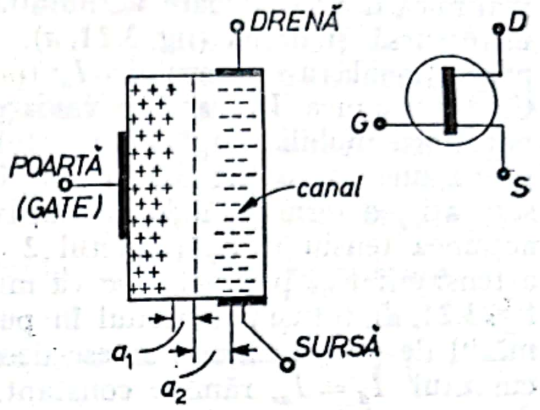


Fig. 3.20

Funcționarea tranzistorului TECJ este însă cu ceva mai complicată. Pentru antrenarea purtătorilor majoritari în canal, avem nevoie de o tensiune exterioară (V_{DS}) care va fi conectată între sursă și drenă cu polul pozitiv pe

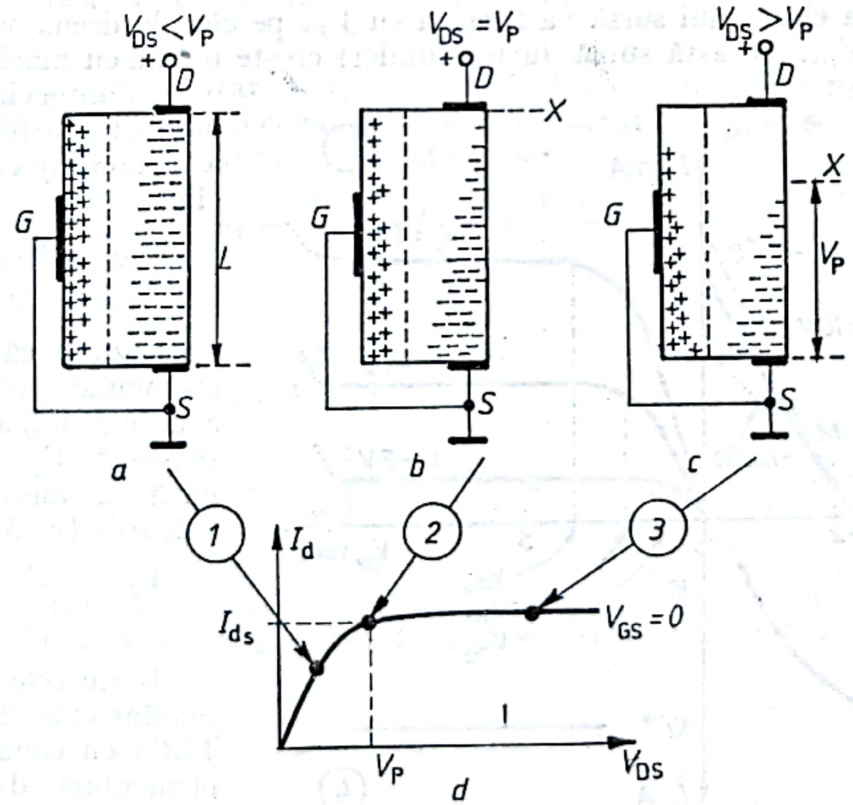


Fig. 3.21

drenă (fig. 3.21). Examinăm influența tensiunii externe V_{DS} și presupunem, la început, că poarta G se găsește la un potențial zero ($V_{GS} = 0$).

Tensiunea exterioară V_{DS} (fig. 3.21) dă naștere curentului I_d care la rîndu-i produce o cădere de tensiune de-a lungul canalului de lungime L. Ca urmare

Scanned with OKEN Scanner

tensiunea de polarizare a joncțiunii p-n variază cu distanța de la S spre D (zero în vecinătatea lui S și maximă, V_{DS}, în vecinătatea lui D). Prin urmare, de la S spre D zona golită de purtătorii mobili va fi din ce în ce mai extinsă iar canalul din ce în ce mai restrîns (fig. 3.21, b, c). La o tensiune V_{DS} scăzută, mai mică decît o valoare V_p numită valoare de prag, canalul asigură legătura între sursă și drenă (fig. 3.21, a). Creșterea tensiunii V_{DS} produce o creștere proporțională a curentului I_d (punctul 1 pe caracteristica din fig. 3.21, d). Cînd tensiunea V_{DS} atinge valoarea de prag $V_{DS} = V_p$, zona evacuată de purtătorii mobili ocupă în punctul x toată secțiunea canalului care capătă forma unei pene (fig. 3.21, b) iar curentul atinge o valoare limită (I_{ds}), de saturație, determinată de numărul de purtători care sosesc în punctul x sub acțiunea tensiunii V_p (punctul 2 pe fig.3.21,d). La creșterea în continuare a tensiunii V_{DS} punctul x se va mișca ușor spre electrodul sursă (punctul 3, fig. 3.21, d), totuși potențialul în punctul x rămîne același, V_p. Deoarece numărul de purtători care sosesc de la sursă în punctul x rămîne neschimbat, curentul $I_d = I_{ds}$ rămîne constant. Limitarea curentului I_{ds} fiind produsă de curentul însuși, efectul poartă denumirea de (auto)strangulare. Blocarea completă a canalului prin strangulare este imposibilă: ar însemna dispariția căderii de tensiune de-a lungul canalului și ar atrage după sine dispariția efectului de strangulare.

Dacă pe poartă se aplică o tensiune negativă, $V_{GS} < 0$, canalul se îngustează și mai mult iar efectul de limitare (strangulare) al curentului drenei se produce la un curent I_{ds} mai mic și la o tensiune V_{DS} mai scăzută (fig. 3.22).

Pentru tensiuni V_{DS} mai mici decît tensiunea de tăiere V_p aplicată porții, tensiunea la electrodul sursă va fi egală cu V_{DS} pe cînd la drenă va fi egală cu $V_{GS} + V_{DS}$. Această sumă (a tensiunilor) crește o dată cu mărirea lui V_{DS} pînă ce intervine fenomenul de tăiere (de obturare a canalului) care are loc cînd

$$V_{GS} + V_{DS} = V_p. \qquad 3.5.1$$

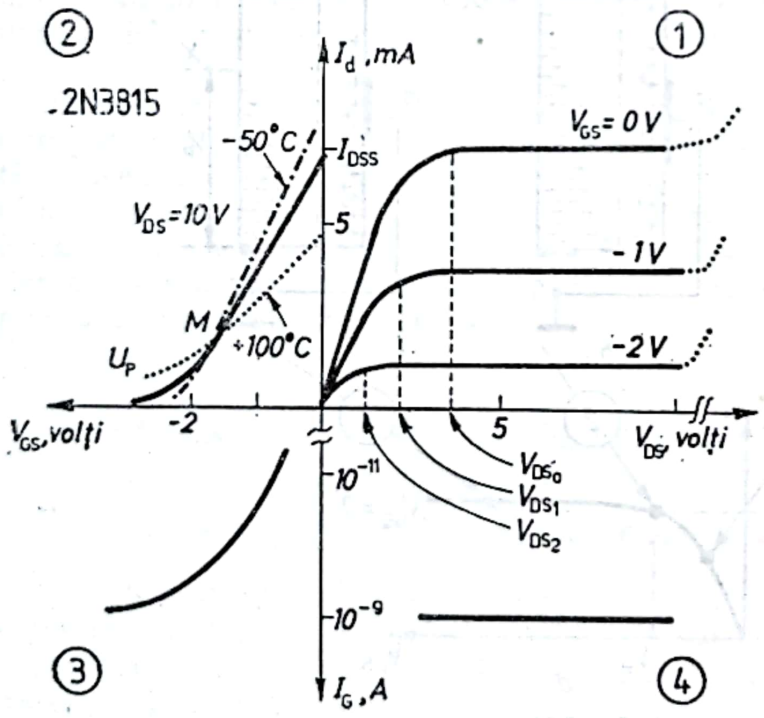


Fig. 3.22

Rezultă că efectul de strangulare (de limitare a curentului) are loc la o tensiune V_{DS} mult mai mică și anume pentru valoarea (v. 3.5.1)

$$V_{DS} = V_p - V_{GS}. \qquad 3.5.2$$

Toate cele spuse mai sus sînt valabile și pentru TECJ cu canal p (complementar), dar în acest caz trebuie schimbată polaritatea tensiunilor V_{DS} și V_{GS}.

Pentru găsirea expresiei curentului de drenă $I_{ds} = f(V_{GS})$ vom apela la o tratare simplificată ale cărei rezultate sînt în bună concordanță cu experiența [19]. Se presupune că în canalul tranzistorului TECJ, de lungime L,

Scanned with OKEN Scanner

totalitatea purtătorilor mobili (electroni liberi) definește o sarcină electrică Q.

Deplasarea electronilor între sursă și drenă, într-un interval de timp τ, va produce un curent de drenă (v. fig. 3.21 și formula 3.5.2)

$$I_d = \frac{C}{\tau} V_{DS} = \frac{C}{\tau} (V_p - V_{GS}) \qquad 3.5.3$$

unde C este capacitatea atribuită sistemului poartă-canal, iar V_p reprezintă tensiunea de drenă corespunzătoare strangulării canalului.

Dacă $0 < V_{DS} < V_p$, am văzut că tensiunea joncțiunii în regiunea electrodului sursă este V_{GS}, iar la drenă este $V_{GS} + V_{DS}$; considerînd o variație liniară a lui V_{DS} de-a lungul canalului, tensiunea joncțiunii la distanțe egale de sursă și de drenă va fi $V_{GS} + \frac{1}{2} V_{DS}$. Deci în cazul $V_{DS} < V_p$ curentul de drenă este, luînd ca tensiune a joncțiunii această valoare medie $\left(V_{GS} + \frac{1}{2} V_{DS}\right)$,

$$I_d = \frac{C}{\tau} \left(V_p - V_{GS} - \frac{1}{2} V_{DS}\right). \qquad 3.5.4$$

Timpul de tranzit τ este o funcție de tensiunea aplicată V_{DS}, prin intermediul cîmpului accelerator care antrenează purtătorii de sarcină. Reamintim că viteza de drift a purtătorilor de sarcini este (v. 2.5.19')

$$v_d = \mu \mathcal{E}, \qquad 3.5.5$$

unde μ, mobilitatea purtătorilor, se consideră constantă, iar intensitatea cîmpului electric de-a lungul canalului $\mathcal{E}$ — determinat de V_{DS} — se presupune, de asemenea constantă. Atunci se poate scrie

$$v_d = \frac{L}{\tau} = \mu \mathcal{E} = \mu \frac{V_{DS}}{L}. \qquad 3.5.6$$

Din 3.5.6 rezultă

$$\tau = L^2 / \mu V_{DS}$$

de unde prin înlocuire în 3.5.4, se obține

$$I_d = \frac{C \mu V_{DS}}{L^2} \left(V_p - V_{GS} - \frac{1}{2} V_{DS}\right) = \frac{C \mu}{2L^2} [2(V_p - V_{GS}) V_{DS} - V_{DS}^2]. \qquad 3.5.7$$

Pentru curentul de saturație, cînd are loc strangularea canalului (punctul 2 în figura 3.21, *d*) $V_{DS} = V_p - V_{GS}$ (v. și 3.5.2) și relația 3.5.7 se simplifică, rezultînd

$$I_d = \frac{C \mu}{2L^2} (V_p - V_{GS})^2 = I_{d_s} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_p}\right)^2 \qquad 3.5.7$$

unde prin $C \mu V_p^2 / 2L^2 = I_{d_s}$ se explicitează valoarea curentului de saturație.

Prin calcul riguros se obține [7, 8, 10]

$$I_d = I_{d_s} [1 - 3V_{GS}/V_p + 2(V_{GS}/V_p)]^{3/2}. \qquad 3.5.8$$

Din ambele formule (3.5.7 și 3.5.8), care arată dependențe neliniare ale lui I_d în funcție de V_{DS}, reiese că intensitatea curentului de drenă devine zero

Scanned with OKEN Scanner

cînd $V_{GS} = V_p$. Formula 3.5.7 dă valori pentru I_d care diferă cu 5—15% față de cele calculate cu relația 3.5.8.

Caracteristicile unui tranzistor TECJ cu canal n sînt reprezentate în figura 3.22. Primul cadran conține familia caracteristicilor de ieșire. Partea inițială a caracteristicilor cu pantă ridicată reprezintă condițiile cînd canalul este deschis. În această regiune dispozitivul funcționează ca și o rezistență liniară comandată de tensiunea V_{GS}. În domeniul tensiunilor $V_{DS} > V_p$ panta curbelor este aproape egală cu zero, canalul este blocat. În acest domeniu TECJ-ul este un dispozitiv cu curent constant care poate fi comandat prin tensiunea V_{GS}. Cadranul al doilea conține o singură caracteristică de transfer direct poartă-drenă. Această curbă arată influența tensiunii porții (intrare) asupra curentului drenei (ieșire). Se reprezintă de asemenea în același cadran și dependența de temperatură a caracteristicii de transfer. În punctul M' curentul I_d nu depinde de temperatură, fapt important în aplicații.

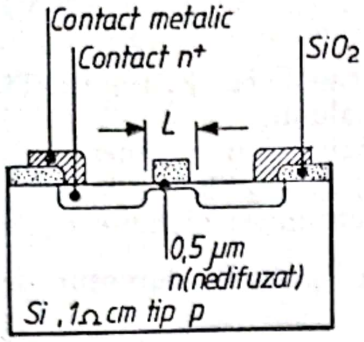


Fig. 3.23

În cadranul al treilea este reprezentată caracteristica de intrare. Deoarece joncțiunea p-n — prin tensiunea porții V_{GS} — este invers polarizată, curentul este foarte mic, de ordinul a 10^{-10} A fiind astfel neglijabil. Caracteristica de transfer în sens invers lipsește din cadranul patru, datorită faptului că influența tensiunii de ieșire V_{DS} asupra curentului de intrare I_G este neobservabilă.

În practică se folosește structura planară a tranzistorului cu efect de cîmp cu poartă-joncțiune, obținută prin difuzie dublă (difuzie succesivă) (fig. 3.23). Dacă tensiunea V_{DS} crește foarte mult, se poate produce multiplicarea în avalanșă în regiunea poartă-canal și curentul I_d crește brusc, avînd loc străpungerea dispozitivului în apropierea drenei, unde tensiunea inversă pe joncțiune este maximă.

3.5.2. TRANZISTORUL CU EFECT DE CÎMP CU POARTĂ IZOLATĂ, DE TIP METAL-OXID-SEMICONDUCTOR (MOS) CU CANAL INIȚIAL

Pentru acest dispozitiv este larg utilizată denumirea de TECMOS (MOSFET) care ne indică faptul că în acest tranzistor cu efect de cîmp există o structură Metal-Oxid-Semiconductor, care joacă un rol important [2]. Din punct de vedere istoric, primul tranzistor propus spre realizare a fost tocmai cel de tip TECMOS (1930) [20]. Necesitînd o tehnologie pretențioasă, realizarea lor a început abia în 1960.

Pentru a explica funcționarea tranzistorului TECMOS cu canal inițial, se pornește de la structura tranzistorului TECJ cu canal n, deja analizată. Dacă se depune (sau se crește) pe suprafața canalului un strat de SiO_2 care este un izolant foarte bun, iar pe acesta un electrod metalic, care va constitui poarta, se obține un dispozitiv TECMOS (fig. 3.24). Spre deosebire de tranzistorul TECJ cu canal n, zona p este slab dopată iar joncțiunea p-n dintre cele două regiuni joacă un rol neînsemnat. Al patrulea electrod (B) conectat la stratul p (fosta poartă la TECJ) aici se numește bază sau substrat (suport) și se leagă electric, de obicei, la sursă.

[2] Denumirea MOS a fost adoptată la început pentru sistemul Metal-Oxid-Siliciu, respectivul semiconductor fiind cel mai utilizat pentru fabricarea acestor tipuri de tranzistori. În ultimii ani s-au realizat tranzistori MOS și pe alte materiale de exemplu cu GaAs.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru a urmări funcționarea tranzistorului TECMOS cu canal n, se presupune la început că tensiunea porții este egală cu 0, iar tensiunea între sursă și drenă este mică. În acest caz există un curent de drenă și dispozitivul funcționează ca o rezistență liniară, asemănător cu tranzistorul TECJ, adică electronii se deplasează de la sursă la drenă prin canal. Dacă tensiunea dintre drenă și sursă crește, atunci căderea de tensiune de-a lungul canalului devine semnificativă, lărgimea canalului descrește — de la sursă la drenă — și curentul de drenă ajunge la o valoare maximă bine definită și anume la valoarea de saturație I_{as}.

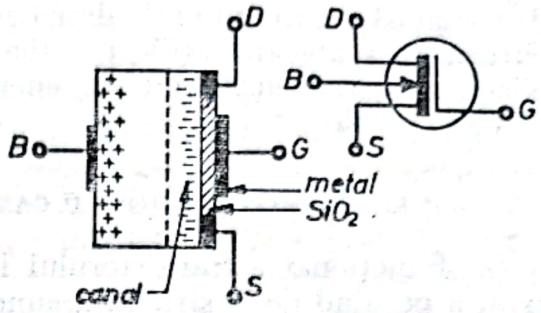


Fig. 3.24

Să analizăm acum efectul tensiunii porții asupra curentului de drenă [3]. Dacă poarta este pozitivă față de sursă, atunci sarcina pozitivă a porții va atrage în canal un număr suplimentar de electroni liberi, fapt echivalent cu descreșterea rezistenței și cu creșterea curentului din canal. Dacă poarta este negativă față de sursă, sarcinile negative ale porții resping electronii liberi din canal și în volumul semiconductorului din fața stratului de oxid apare un strat fără purtători mobili (în canal rămîne sarcina pozitivă a ionilor donori imobili). Tensiunea negativă micșorează secțiunea canalului ca și la TECJ, mărind astfel rezistența acestuia. Din cele spuse reiese că TECMOS-ul ca și TECJ-ul, funcționează ca o rezistență comandată de tensiunea porții. Tensiunea negativă a porții la care curentul se anulează reprezintă o valoare caracteristică (cîțiva volți) pentru TECMOS-ul respectiv (fig. 3.25, *a*, *b*). Stratul p cu elec-

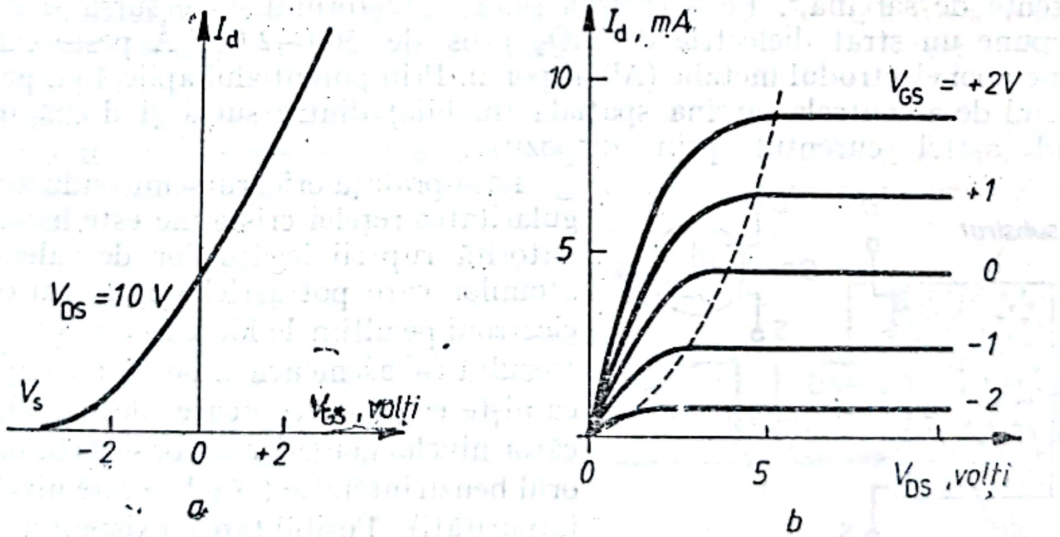


Fig. 3.25

trodul său B se comportă de asemenea ca o poartă. De obicei stratul p este slab dopat și din acest motiv eficiența sa ca poartă este redusă. Analiza mai detaliată a proceselor în TECMOS arată că ecuațiile deduse pentru TECJ (de tipul 3.5.7) sînt și aici aproximativ valabile. Singura deosebire constă în

[3] Comportarea fizică a tranzistorilor TECMOS depinde și de influența interfeței Si-SiO_2, datorită apariției unor sarcini legate și a stărilor energetice de suprafață (v. § 3.5.3).

Scanned with OKEN Scanner

faptul că TECMOS-ul poate funcționa și cu tensiune de poartă pozitivă (fig. 3.25, *b*). Datorită rezistenței ridicate a stratului subțire izolator (de SiO_2), rezistența de intrare a tranzistorilor MOS este foarte mare ($10^{10} - 10^{13}$ Ω). Curentul de poartă care rezultă din pierderile în stratul subțire izolator este, de obicei, mai mic decît 10^{-12} A. Datorită acestei valori reduse, acțiunea de comandă a curentului de drenă se realizează cu o cheltuială foarte mică de putere. În toate aplicațiile practice rezistența de intrare foarte mare și implicit consumul neglijabil de energie constituie principalele avantaje ale TECMOS-urilor.

3.5.3. TRANZISTORI MOS CU CANAL INDUS

Funcționarea tranzistorului TECMOS cu canal indus se poate calitativ explica pornind de la structura cunoscută a tranzistorului TECMOS cu canal inițial de tip *n* (fig. 3.24). Dacă joncțiunea *p-n* s-ar deplasa pînă la stratul izolant, zonele *n* de la sursă și drenă vor fi despărțite între ele de regiunea *p* a suportului (substratului). În acest fel regiunea sursei va fi complet separată de cea a drenei, între acestea neexistînd un canal de conducție atît timp cît din exterior nu se aplică tensiune porții sau între drenă și sursă (fig. 3.26, *a*, *b*). Ținînd seama de această particularitate constructivă, practic tranzistorul MOS se realizează pe un suport semiconductor (monocristalin) de obicei de Si, de tip *p* sau *n* cu o rezistivitate de ordinul a 1—10 Ω cm. Pe acest suport, cu ajutorul unor măști speciale se introduc prin difuzie sau prin implantare ionică, impurități donoare sau accceptoare care transformă local suportul în regiuni de tip *n*, respectiv *p*, formînd joncțiunile *p-n* ale sursei și drenei (fig. 3.27, *a-c*).

Distanța *L* dintre sursă și drenă este de cca 5 μm la un tranzistor MOS amplificator de tensiune și de 25 — 50 μm pentru tranzistorii MOS folosiți ca rezistențe de sarcină [4]. Pe suprafața semiconductorului între sursă și drenă se depune un strat dielectric de SiO_2 gros de 500—2 000 Å peste care se depune apoi electrodul metalic (Al) al porții. Prin potențialul aplicat ei, poarta are rolul de a controla sarcina spațială (mobilă) dintre sursă și drenă influențînd astfel curentul prin dispozitiv.

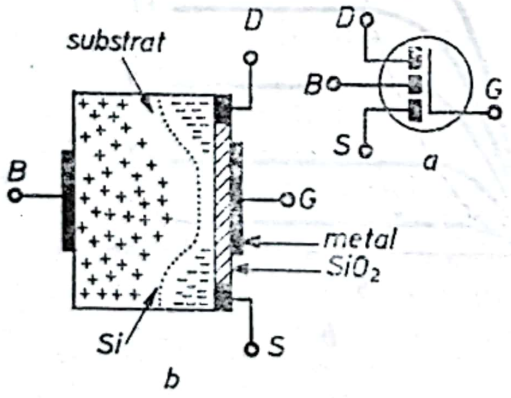


Fig. 3.26

La suprafața oricărui semiconductor regularitatea rețelei cristaline este încălcată datorită ruperii legăturilor de valență a atomilor care pot astfel primi (sau ceda) electroni pe ultimele lor orbite electronice. Rezultă că asemenea atomi se comportă ca niște centre acceptoare (de regulă), ale căror nivele energetice se vor situa în interiorul benzii interzise (la fel ca alte nivele de impurități). Posibilitatea existenței unor asemenea stări energetice locale ale electronilor, numite stări de suprafață (datorită dispunerii lor la suprafața semiconductorilor), a fost fundamentată mai întîi teoretic de către Tamm. Ulterior asemenea stări au fost pe larg studiate teoretic și experimental de mulți alți

[4] În tehnica actuală a circuitelor integrate de tip MOS se preferă fabricarea rezistențelor prin această metodă deoarece ocupă suprafață activă mică și întregul circuit se poate realiza în cadrul aceluiași proces tehnologic [5—8].

Scanned with OKEN Scanner

cercetători, datorită importanței pe care acestea le prezintă mai ales pentru construcția și funcționarea tranzistorilor MOS și a altor dispozitive semiconductoare cu efect de cîmp.

Stări de suprafață suplimentare (față de cele create natural prin întreruperea rețelei cristaline) apar și datorită absorbției sau adsorbției de atomi străini (impurități) în urma proceselor de prelucrare (mecanică sau chimică), oxidării, contactului cu mediul extern etc. Cu cît este mai mare concentrația stărilor de suprafață, cu atît va fi mai mare sarcina de suprafață din aceste stări, deci cu atît va fi mai intens cîmpul electric $\mathcal{E}_s$ al acestor sarcini, cîmp care va pătrunde parțial în semiconductor, provocînd astfel curbarea corespunzătoare a benzilor de energie. Diferența de potențial φ_s dintre suprafața semiconductorului și volumul său (determinată de cîmpul $\mathcal{E}_s$ de la suprafață) se numește diferență de potențial de suprafață. De existența acestui potențial de suprafață și a acțiunii acestuia asupra benzilor de energie ale semiconductorului trebuie să se țină seama în studiul fenomenelor de contact, inclusiv în cazul contactului metal-semiconductor din structurile MOS contact realizat prin intermediul stratului de SiO_2. În această situație o mare importanță o prezintă natura și densitatea stărilor de suprafață de la interfața oxid-semiconductor. Pentru dispozitivele MOS cu siliciu, numărul stărilor de suprafață la interfața SiO_2-Si nu este ridicat, deci potențialul de suprafață nu este prea mare.

Dacă stările de suprafață sînt pozitive (în funcție de natura semiconductorului și a atomilor adsorbiți) și pe poarta tranzistorului MOS se aplică un potențial pozitiv, acest potențial va atrage electronii din masa semiconductorului (Si de tip p, fig. 3.26, b), în care aceștia sînt purtători minoritari. Electronii sosiți vor ocupa stările de suprafață, iar după anihilarea sarcinii pozitive de suprafață, la interfața Si-SiO_2 va avea loc o acumulare de electroni care duce la apariția unui strat de inversiune (de tip n) deci a unui canal de conducție electronică (fig. 3.27, a). În regiunea din semiconductor imediat vecină canalului (stratului de inversiune) va avea loc o sărăcire accentuată în electroni datorită extragerii acestora și deplasării spre interfața Si-SiO_2 (fig. 3.27, b, c).

Aplicînd un potențial între sursă și drenă (cu plus pe drenă) prin regiunile semiconductoare de tip n — formate din sursă, canal (stratul de inversiune) și drenă — începe să circule un curent de electroni (care sînt purtători majo-

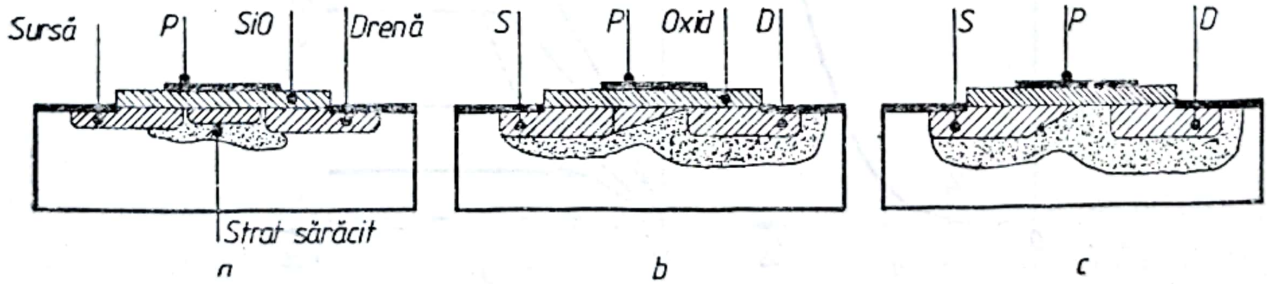


Fig. 3.27

ritari pentru aceste regiuni!). Pentru o tensiune de poartă constantă, mărind tensiunea de drenă, curentul de electroni, I_d, variază după o lege pătratică [5—8, 10]

$$I_d = \frac{\mu_n \varepsilon_d B}{L w_i} \left\{ V_G V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 - \frac{2}{3} K \left[(V_{DS} + 2\Phi_F)^{3/2} - (2\Phi_F)^{3/2} \right] \right\}, \qquad 3.5.9$$

în care prin K s-a notat expresia

$$K = \frac{w_t}{\varepsilon_d}\sqrt{2e\varepsilon_s N_a}. \qquad 3.5.10$$

În relațiile de mai sus, N_a — reprezintă concentrația acceptorilor, μ_n mobilitatea electronilor, ε_d constanta dielectrică a stratului de oxid, w, grosimea stratului de oxid, B — lățimea tranzistorului MOS, L — lungimea canalului dintre sursă și drenă, iar Φ_F reprezintă așa-numitul potențial Fermi măsurat de la mijlocul benzii interzise [5—8, 10].

Relația 3.5.9 descrie caracteristicile curent-tensiune ale tranzistorului MOS ideal, caracteristici reprezentate în figura 3.28, *a*, *b*; aceste caracteristici sînt foarte asemănătoare cu cele ale TECJ și ale tranzistorului MOS cu canal inițial descrise de formula de tipul 3.5.7 Se vede că pentru o tensiune V_{GS} dată, curentul de drenă I_d crește la început liniar (în funcție de V_{DS}), apoi treptat, pe măsură ce se mărește tensiunea $V_{DS} > V_p$, curentul I_d rămîne aproximativ constant, la valoarea sa de saturație (fig. 3.28, *b*). Fenomenul de saturație are loc datorită faptului că, la valori ridicate ale curentului de drenă, acesta produce o cădere de tensiune de-a lungul canalului a cărei polaritate este de sens contrar tensiunei aplicate pe poartă. Astfel în apropierea drenei, valoarea ridicată a potențialului pozitiv de drenă conduce la anularea parțială a efectului potențialului pozitiv al porții și ca atare stratul de inversiune se îngustează căpătînd forma unei pene (fig. 3.27, *b* și *c*), fapt care conduce la limitarea curentului I_d la valoarea sa de saturație.

De precizat că este mai dificil să se realizeze tranzistori MOS cu canal indus care să lucreze cu tensiuni V_G pozitive de ordinul volților, deoarece este mai întîi necesar ca să fie egalată tensiunea φ_s datorită prezenței stărilor energetice la interfața Si-SiO_2; canalul conductiv (stratul de inversiune) începe să apară după atingerea unei tensiuni de prag $V_p \geqslant \varphi_s$ care trebuie

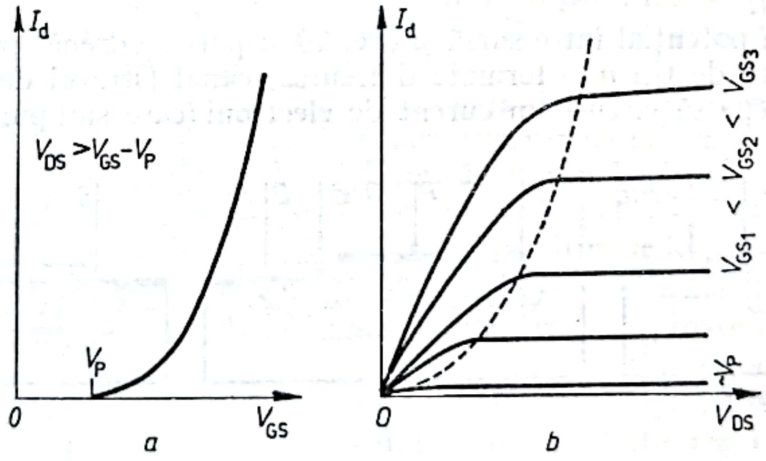


Fig. 3.28

aplicată porții și permite funcționarea în bune condițiuni a tranzistorului MOS. Ca și la tranzistorii MOS cu canal inițial, în regim normal de funcționare a tranzistorului MOS cu canal indus, substratul p (numit uneori și bază), prevăzut cu un electrod (B), se conectează la electrodul cu potențialul de referință (mai scăzut), adică la sursă.

Simbolurile de notare a diferitelor tipuri de tranzistori unipolari sînt redate în Anexa 3.4, *b*.

Scanned with OKEN Scanner

3.5.4. PARAMETRII DE SEMNAL MIC AI TRANZISTORILOR UNIPOLARI

Pentru un regim de semnal mic (diferențial), TEC ca element activ poate fi asimilat cu un cvadripol activ liniar (fig. 3.29), care reprezintă comportamentul acestuia în vecinătatea punctului de funcționare, de exemplu punctul M pe figura 3.22. Un asemenea cvadripol poate fi caracterizat prin două tensiuni ($V_1 = V_G$, $V_2 = V_D$) și doi curenți corespunzători ($I_1 = I_G$, $I_2 = I_d$) în care mărimile V și I pot fi considerate și ca mărimi complexe. Curentul de ieșire $I_2 = I_d$ depinde de V_G și V_D prin formula diferențialei totale

$$\mathrm{d}I_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_G}\,\mathrm{d}V_G + \frac{\partial I_d}{\partial V_D}\,\mathrm{d}V_D. \qquad 3.5.11$$

Cu ajutorul acestei relații se pot defini următorii parametri:

1) **panta** sau **transconductanța**

$$S = g_m = \left.\frac{\partial I_d}{\partial V_G}\right|_{V_D=ct.}, \quad \frac{\mathrm{mA}}{\mathrm{V}}; \qquad 3.5.12$$

2) **conductanța de drenă** (inversul rezistenței de drenă),

$$g_D = \frac{1}{r_d} = \left.\frac{\partial I_d}{\partial V_D}\right|_{V_G=ct} \qquad 3.5.13$$

3) și produsul

$$Sr_d = \mu. \qquad 3.5.14$$

Parametrul μ reprezintă **factorul de amplificare static**, definit prin

$$-\mu = \left.\frac{\partial V_D}{\partial V_G}\right|_{I_d=ct}. \qquad 3.5.15$$

Datorită liniarității modelului, diferențialele pot fi înlocuite cu creșteri finite $\left(\text{de exemplu } g_m = S = \left.\frac{\Delta I_d}{\Delta V_G}\right|_{V_D=ct.}\right)$ sau în loc de creșteri finite, putem folosi și valori instantanee ale mărimilor alternative:

$$\mathrm{i}_1 = i_g = \frac{\partial i_g}{\partial v_g}\,\mathrm{d}v_g + \frac{\partial i_g}{\partial v_d}\,\mathrm{d}v_d \qquad 3.5.16$$

$$i_2 = i_d = Sv_g + \frac{1}{r_d}\,v_d. \qquad 3.5.17$$

Celor două ecuații ale cvadripolului le corespund două circuite (de intrare și de ieșire) echivalente (fig. 3.29, *a*, *b*). Dat fiind că $\frac{\partial i_g}{\partial v_g}$ pentru TECJ este de ordinul a $10^{-7} - 10^{-9}$ și pentru TECMOS de ordinul a $10^{-10} - 10^{-14}$, iar $\frac{\partial i_g}{\partial v_d} \approx 10^{-5}$, prima ecuație se reduce la $i_g \approx 0$, deci pentru fixarea unei stări sînt suficiente trei mărimi și anume V_G, V_D, I_d. Ecuația a doua (3.5.17) corespunde schemei din figura 3.29, *b* pe care o descrie corect. Rezistența dinamică (internă) r_d a drenei are valori tipice între 10^4 și 10^6 ohmi (vezi observațiile la figura 3.22). Înmulțind relația 3.5.17 cu r_d se obține

$$i_d r_d = Sr_d v_g + v_d. \qquad 3.5.18$$

Scanned with OKEN Scanner

Din ecuația 3.5.18 rezultă (ținînd seama de 3.5.14)

$$-\mu v_g + i_d r_d = v_d, \qquad 3.5.19$$

ecuație care permite construirea unei variante noi a schemei echivalente.

Din cele arătate rezultă că, circuitul de ieșire al unui TEC poate fi privit fie ca un generator de curent, fie ca un generator de tensiune.

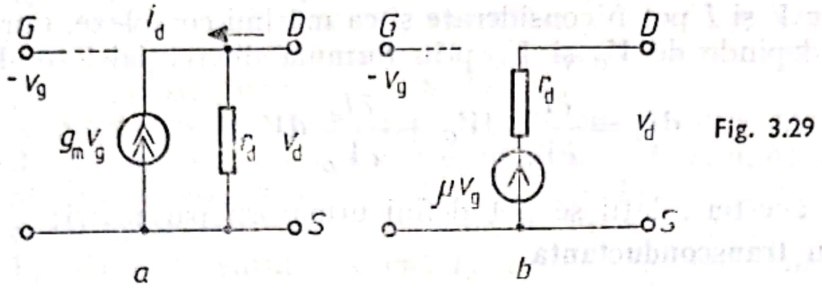


Fig. 3.29

Schema echivalentă completă a unui tranzistor MOS (cu canal indus) este reprezentată în figura 3.30. Tranzistorul MOS poate fi considerat practic ca un amplificator ideal cu rezistența de intrare infinită și cu un generator de curent $g_m v_g$ la ieșire. Conductanța de intrare G_{int} se datorește pierderilor din stratul subțire de oxid și, pentru un izolator bun, poate fi neglijabil de mică.

Capacitatea de intrare poate fi calculată după formula cunoscută

$$C_{int} = \left.\frac{dQ}{dV}\right|_{V_D=ct}, \qquad 3.5.20$$

în care Q este sarcina din canal. În dispozitivele reale capacitatea de intrare este mai mare decît cea definită prin relația 3.5.20, deoarece atît stratul dielectric, cît și electrodul-poartă se extind parțial peste sursă și drenă; acest din urmă fapt contribuie și la apariția unei capacități de reacție C_r (fig. 3.30).

Panta sau transconductanța g_m a tranzistorului MOS se poate găsi prin derivarea relației 3.5.9 în raport cu V_G

$$g_m = \left.\frac{\partial I_d}{\partial V_G}\right|_{V_D=ct} = \mu_n \varepsilon_d \frac{B V_{DS}}{w_i L}, \text{ mA/V}. \qquad 3.5.21$$

Conductanța de ieșire g_D poate fi găsită derivînd expresia curentului I_d în raport cu V_{DS} (v. 3.5.9)

$$g_D = \frac{1}{r_d} = \frac{\partial I_d}{\partial V_{DS}} = \frac{\mu_n}{w_i L} \varepsilon_d [V_G - V_{DS} - K (V_{DS} + 2\Phi_F)^{1/2}]. \qquad 3.5.22$$

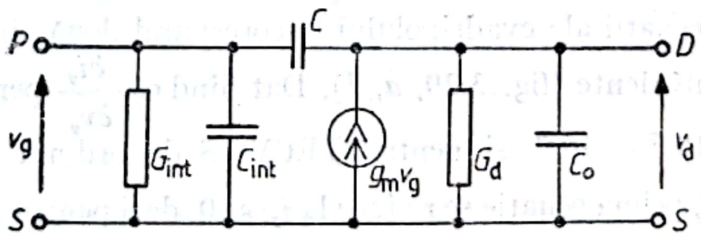


Fig. 3.30

Cînd $V_D = V_{D_{saturație}}$, conductanța g_D tinde spre zero [5—8].

Capacitatea de ieșire C_0 constă din capacitățile celor două joncțiuni p-n (ale sursei și drenei) legate în serie și se calculează în fiecare punct de funcționare.

Scanned with OKEN Scanner

Datorită proprietăților lor deosebite (impedanță foarte mare de intrare, consum redus, dimensiuni mici etc.), tranzistorii MOS se aplică pe scară tot mai largă în diferite circuite electronice și mai ales în tehnica integrată (în special în construcția circuitelor logice integrate).

3.6. TRANZISTORI BIPOLARI CU JONCȚIUNI *p-n*

Tranzistorul bipolar a fost inventat de I. Bardeen, V.H. Brattain [21] (1948) și modificat și explicat de W. Shockley [22] (1949). Tranzistorul bipolar sau pe scurt tranzistorul are trei borne și este elementul cel mai mult utilizat în circuite de amplificare. Este numit bipolar pentru că în procesele fizice din acest tranzistor un rol important îl joacă atît purtătorii majoritari, cît și purtătorii minoritari. În comparație cu tranzistorul cu efect de cîmp (TEC) tranzistorul bipolar are o amplificare mare și o impedanță de intrare mult mai mică.

3.6.1. PRINCIPIUL DE FUNCȚIONARE ȘI PARAMETRII TRANZISTORULUI BIPOLAR

Un tranzistor este în esență un monocristal semiconductor avînd două joncțiuni între straturi *n-p-n* sau (*p-n-p*) succesive (fig. 3.31, *a*). Cele trei zone — avînd fiecare un contact ohmic — sînt denumite, în ordine, emitor, bază, colector, iar joncțiunile se numesc de *emitor* sau *colector* în funcție de rolul lor.

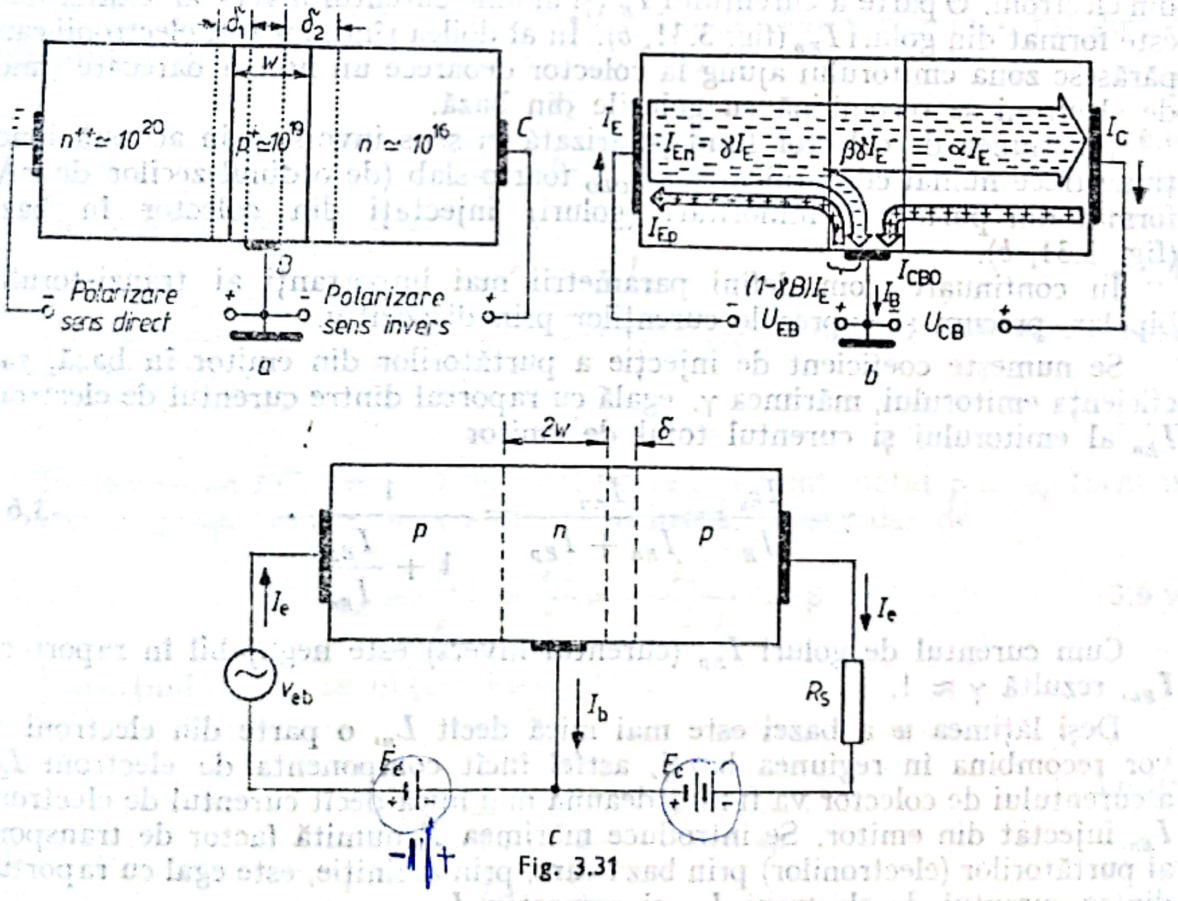


Fig. 3.31

Pentru funcționarea tranzistorului regiunea de mijloc sau baza trebuie să fie foarte subțire ($w \sim 5 \cdot 10^{-4}$ cm). Dacă ar fi mult mai groasă, cele două joncțiuni inseriate ar fi independente, fără să prezinte efectul tranzistor.

Scanned with OKEN Scanner

Acest efect constă, în esență, în faptul că electronii injectați de emitor într-un circuit cu rezistență scăzută (joncțiunea emitorului polarizată în sens direct) ajung în cea mai mare parte în circuitul de rezistență ridicată (joncțiunea de colector polarizată în sens invers) a colectorului. De obicei joncțiunea polarizată în sens direct se găsește în circuitul de intrare dacă tranzistorul este privit ca un cvadripol, iar cea polarizată în sens invers face parte din circuitul de ieșire. Pentru funcționarea corectă a unui tranzistor în regim activ normal, este necesar ca prima joncțiune — cea a emitorului — să fie polarizată direct, iar joncțiunea bază-colector să fie polarizată invers, iar V_{BE} să fie mult mai mică decît tensiunea V_{CB}. În cazul unui tranzistor *n-p-n* de exemplu (fig. 3.31, *a*) aceste condiții se scriu ca:

$$V_{BE} < 0;\ V_{CB} > 0;\ V_{CB} \gg V_{BE}. \qquad 3.6.1$$

Deoarece joncțiunea emitorului este polarizată direct, emitorul injectează purtătorii majoritari (electroni) în regiunea bazei. Baza fiind mai îngustă decît lungimea de difuzie a electronilor în bază, majoritatea electronilor ajung la joncțiunea colector. Cîmpul electric total al joncțiunii bază-colector va favoriza puternic trecerea spre colector a electronilor injectați de emitor în bază, astfel încît fluxul de electroni injectați va cuprinde întreg tranzistorul (fig. 3.31, *b*). În regiunea colectorului electronii sosiți din bază se recombină cu goluri care vin de la sursa de alimentare. Componenta electronică a curentului colectorului (I_C) rămîne întotdeauna mai mică decît curentul de emitor I_E, din două motive. În primul rînd, nu întregul curent al emitorului e format din electroni. O parte a curentului I_E (și anume curentul invers al emitorului) este format din goluri I_{Ep} (fig. 3.31, *b*). În al doilea rînd, nu toți electronii care părăsesc zona emitorului ajung la colector deoarece un număr oarecare (mic) de electroni se recombină cu golurile din bază.

Joncțiunea de colector fiind polarizată în sens invers, prin această joncțiune trece numai curentul invers I_{CBO} foarte slab (de ordinul zecilor de nA) format din purtători minoritari (goluri) injectați din colector în bază (fig. 3.31, *b*).

În continuare vom defini parametrii mai importanți ai tranzistorului bipolar, precum și expresiile curenților prin dispozitiv.

Se numește coeficient de injecție a purtătorilor din emitor în bază, sau eficiența emitorului, mărimea γ, egală cu raportul dintre curentul de electroni I_{En} al emitorului și curentul total de emitor

$$\gamma = \frac{I_{E_n}}{I_E} = \frac{I_{En}}{I_{En} + I_{Ep}} = \frac{1}{1 + \dfrac{I_{Ep}}{I_{En}}}. \qquad 3.6.2$$

Cum curentul de goluri I_{Ep} (curentul invers) este neglijabil în raport cu I_{En}, rezultă $\gamma \approx 1$.

Deși lățimea w a bazei este mai mică decît L_n, o parte din electroni se vor recombina în regiunea bazei, astfel încît componenta de electroni I_{Cn} a curentului de colector va fi întotdeauna mai mică decît curentul de electroni I_{En} injectat din emitor. Se introduce mărimea B numită factor de transport al purtătorilor (electronilor) prin bază care, prin definiție, este egal cu raportul dintre curentul de electroni I_{Cn} și respectiv I_{En}

$$B = \frac{I_{Cn}}{I_{En}} \approx \frac{I_C}{I_{En}}. \qquad 3.6.3$$

Scanned with OKEN Scanner

Curentul bazei I_B va fi determinat în principal de curentul invers I_{CBO} al curentului de colector, precum și de curentul invers I_{Ep} al emitorului și de curentul I_{rb} de recombinare a electronilor în regiunea bazei astfel încît (v. fig. 3.31, *b*)

$$I_B = I_{rb} + I_{CBO} + I_{Ep}. \qquad 3.6.4$$

Însumarea curenților se va face desigur algebric.

Ținînd seama de considerațiile de mai sus, se poate scrie relația fundamentală a funcționării tranzistorului

$$I_E = I_C + I_B, \qquad 3.6.5$$

în care, într-o primă aproximație, I_B se poate neglija fiind cu 3—4 ordine de mărime mai mic decît I_E (sau I_C).

Dacă între bază și emitor se aplică un mic semnal alternativ, atunci în circuitul colectorului de pe o rezistență de sarcină $R_s \approx R_C$ se culege un semnal amplificat, adică tranzistorul este un dispozitiv care produce amplificarea semnalelor (fig. 3.31, *c*).

Considerînd tranzistorul ca un cvadripol, există trei moduri fundamentale de conectare a tranzistorului unul dintre electrozi aparținînd (fiind comun) atît circuitului de intrare, cît și circuitului de ieșire: 1) conexiune cu bază comună (*BC*); 2) conexiune cu emitor comun (*EC*) și 3) conexiune cu colector comun (*EC*).

Factorul de amplificare în curent continuu în schema *BC* (sau cu baza la masă, electrodul comun fiind legat la masă) este definit prin raportul dintre curentul de ieșire și cel de intrare (fig. 3.31, *c*)

$$\alpha_B = \frac{I_{ies}}{I_{int}} = \frac{I_C}{I_E} = \frac{I_C}{I_C + I_B} \lesssim 1. \qquad 3.6.6$$

Din relația 3.6.6 se vede că

$$I_C = \alpha_B I_E. \qquad 3.6.7$$

Ținînd seama și de componenta inversă I_{CBO} (notația pentru conexiunea *BC*), curentul de colector se scrie

$$I_C = \alpha_B I_E + I_{CBO}. \qquad 3.6.8$$

În conexiune *EC*, factorul de amplificare în curent, notat prin α_E (pentru montaj *EC*) sau prin notația mai des utilizată, β este dat de

$$\alpha_E = \frac{I_{ies}}{I_{int}} = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_C}{I_E - I_C} = \beta. \qquad 3.6.9$$

Împărțind cu I_E se obține în final

$$\alpha_E = \frac{\frac{I_C}{I_E}}{\frac{I_E}{I_E} - \frac{I_C}{I_E}} = \frac{\alpha_B}{1 - \alpha_B}. \qquad 3.6.10$$

Întrucît pentru tranzistorii actuali α_B este foarte aproape de 1 rezultă $\alpha_E = \beta \gg 1$. De obicei $\alpha_E = \beta$ este cuprins între 30 și 800, adică în conexiune *EC*, tranzistorul este un foarte bun amplificator în curent.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru semnale variabile mici, factorul de amplificare în curent alternativ α_b sau α_e (pentru semnale variabile se folosesc notațiile cu litere mici), coincide practic, ca valoare, cu cel din curent continuu [5—8, 10].

Amplificarea în tensiune este dată de (în montaj *BC*)

$$A_V = \frac{V_{ies}}{V_{int}} = \frac{R_C I_C}{R_E I_E} \approx \frac{R_C}{R_E} \gg 1 \qquad 3.6.11$$

deoarece, prin construcție, se aleg rezistențele celor trei regiuni ale tranzistorului, în raportul (v. și gradul de dopare în fig. 3.31,*a*)

$$R_C > R_B > R_E. \qquad 3.6.12$$

Relațiile precedente sînt valabile și în curent alternativ (semnale mici).

Ținînd seama de relația 3.6.2, curentul I_B din ecuația 3.6.4 se poate pune sub forma

$$I_B = I_{rb} + I_{CBO} + (1 - \gamma) I_E. \qquad 3.6.13$$

De asemenea, după cum s-a arătat, curentul de electroni de colector I_{Cn} este mai mic decît I_{En} datorită pierderilor de electroni în urma recombinării în bază (prin curentul I_{rb}); în acest caz, din relația evidentă

$$I_{Cn} = I_{En} - I_{rb} \qquad 3.6.14$$

rezultă

$$I_{rb} = I_{En} - I_{Cn} = I_{En} - BI_{En} = (1 - B) I_{En}.$$

Înlocuind în 3.6.13 se obține în final (v. și fig. 3.31,*b*)

$$I_B = (1 - \gamma) I_E + (1 - B) I_{En} + I_{CBO}, \qquad 3.6.15$$

sau încă (v. 3.6.2) (fig. 3.31,*b*)

$$I_B = I_E(1 - \gamma B) + I_{CBO}. \qquad 3.6.15'$$

Ținînd seama de relațiile 3.6.2 și 3.6.3, factorul de amplificare α_B (din 3.6.6) se poate scrie ca

$$\alpha_B = \gamma B \qquad 3.6.16$$

și curentul I_B devine

$$I_B = (1 - \alpha_B) I_E + I_{CBO} \approx (1 - \alpha_B) I_E. \qquad 3.6.17$$

3.6.2. CARACTERISTICILE STATICE ALE TRANZISTORILOR BIPOLARI CU JONCȚIUNI

Deși tranzistorul bipolar are doar trei contacte externe (electrozi) el poate fi reprezentat sub forma unui cvadripol caracterizat prin două borne de intrare și două borne de ieșire (fig. 3.32). În funcție de schema de conexiune a tranzistorului și de alegerea variabilelor dependente și independente (curenții și tensiunile de intrare și de ieșire), se pot obține o serie de familii de caracteristici curent-tensiune pentru tranzistori bipolari. Cele

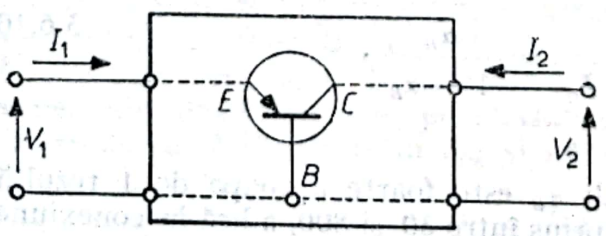


Fig. 3.32

Scanned with OKEN Scanner

mai întîlnite și mai frecvent folosite sînt caracteristicile de intrare și respectiv de ieșire în conexiunile *BC* și *EC*.

Caracteristicile de colector (de ieșire) în conexiune *BC* dau reprezentarea grafică a curentului de colector I_C în funcție de tensiunea V_{CB} pentru diferite valori ale curentului de emitor I_E luat ca parametru

$$I_C = f_1(V_{CB})|_{I_E=ct.} \qquad 3.6.18$$

Aceste caracteristici sînt reprezentate în primul cadran din figura 3.33. Se pot constata următoarele:

1) Caracteristica corespunzătoare lui $I_E = 0$, coincide practic cu axa tensiunilor. Acest efect se datorește faptului că, prin definiție, cînd $I_E = 0$, curentul de colector devine (v. 3.6.8)

$$I_C \simeq I_{CBO}, \qquad 3.6.19$$

care, la temperatura camerei este de ordinul microamperilor (pentru tranzistorii de puteri mici).

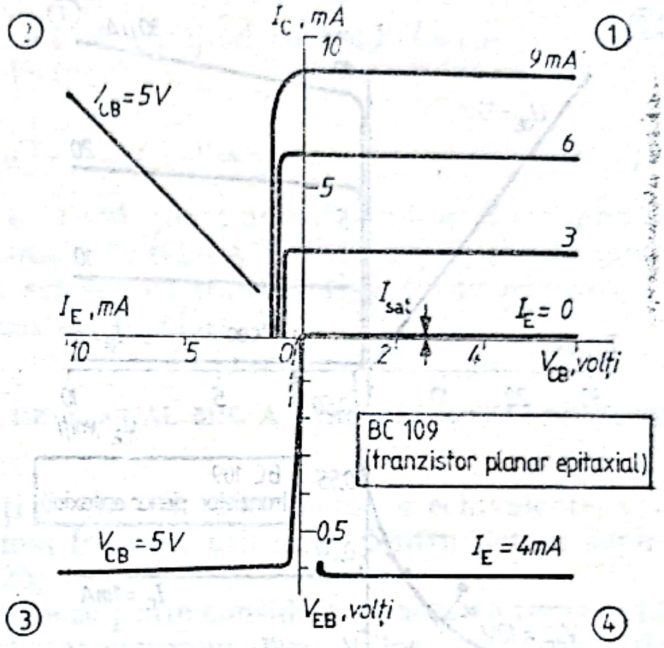


Fig. 3.33

2) Din cauză că α_B este foarte aproape de unitate, curentul de colector este practic egal cu cel de emitor.

3) Panta porțiunii liniare a caracteristicilor este foarte mică, ceea ce arată o foarte mare rezistență de ieșire pe colector, în configurația *BC*.

În cadranul al doilea din figura 3.33 sînt reprezentate familia caracteristicilor de transfer direct

$$I_C = f_2(I_E)|_{V_{CB}=ct.} \qquad 3.6.20$$

Caracteristicile sînt drepte (s-a reprezentat numai o dreaptă) în acord cu relația 3.6.9.

$$I_C = \alpha_B I_E + const. \qquad 3.6.21$$

În al treilea cadran (fig. 3.33) sînt reprezentate caracteristicile de intrare

$$I_E = f_3(V_{BE})|_{V_{EC}=ct.} \qquad 3.6.22$$

Întrucît joncțiunea emitor-bază este polarizată direct (polul negativ pe domeniul *n*), caracteristica *J-V* va fi de tip exponențial, ca la orice diodă, deci de forma (v. 3.2.47)

$$J_E = J_S\left(e^{\frac{eV_{BE}}{K_B T}} - 1\right). \qquad 3.6.23$$

În al patrulea cadran al figurii 3.33 sînt reprezentate caracteristicile de transfer direct (de reacție), $V_{EB} = f_4(V_{CB})$ avînd curentul de intrare, I_E, ca parametru.

În figura 3.34 sînt reprezentate (pe același desen) familiile de caracteristici statice pentru tranzistorul de producție românească BC-109 în conexiune cu

Scanned with OKEN Scanner

emitorul comun [5]. Analizînd caracteristicile de ieşire pentru această conexiune se fac următoarele constatări:

a) Curentul de colector pentru $I_B = 0$ (prima curbă caracteristică) este mult mai mare decît în cazul conexiunii *BC* (v. fig. 3.33). Acest fapt poate fi explicat eliminînd pe I_E din relaţiile 3.6.5 şi 3.6.8.

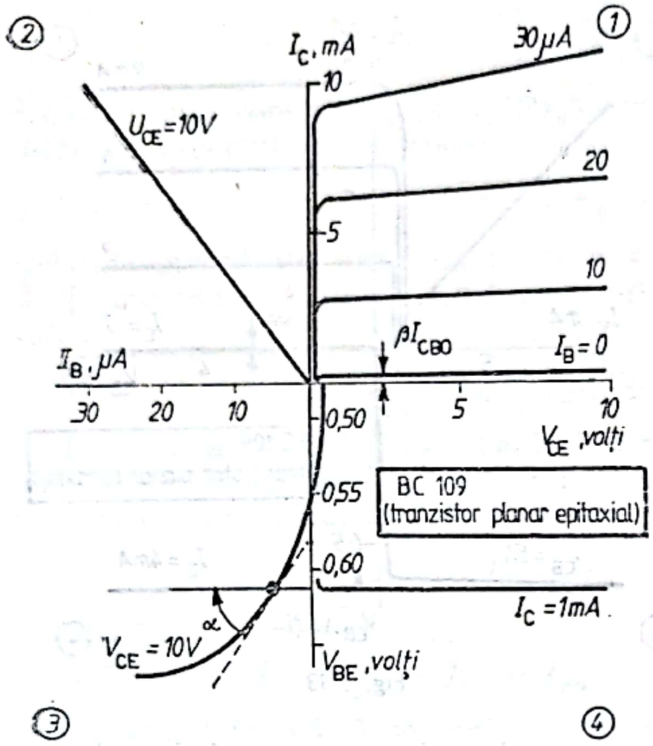


Fig. 3.34

Efectuînd calculele se obţine

$$I_C = \frac{\alpha_B}{1-\alpha_B} I_B + \frac{I_{CEO}}{1-\alpha_B}, \qquad 3.6.24$$

sau

$$I_C = \alpha_E I_B + I_{CEO} = \beta I_B + I_{CEO} \qquad 3.6.25$$

unde

$$I_{CEO} = \frac{I_{CBO}}{1-\alpha_B} = (\beta + 1)\, I_{CEO}, \qquad 3.6.26$$

reprezintă curentul de pierderi (rezidual) de colector în conexiunea *EC*.

Din relaţia 3.6.25 rezultă că pentru $I_B = 0$, deci cînd circuitul bazei este deschis, curentul de colector este egal cu curentul de pierderi I_{CEO}. Cum α_B este în mod normal foarte aproape de unitate, rezultă că I_{CEO} poate fi destul de mare (v. 3.6.26). Cu alte cuvinte, cînd baza lucrează în circuit deschis, tranzistorul în montaj *EC* îşi amplifică propriul său curent de pierderi.

b) Pe porţiunea liniară a caracteristicii, un curent I_B relativ mic poate conduce la un curent de colector mare. Aceasta se datoreşte de asemenea valorii apropiate de unitate a coeficientului α_B, ceea ce conduce la o valoare mare pentru α_E (v. formula 3.6.10).

c) Porţiunea liniară a caracteristicii de ieşire are o pantă mai mare decît în cazul conexiunii *BC*, ceea ce indică o rezistenţă de ieşire mai mică în cazul conexiunii *EC*. Din nou acest fapt se datoreşte aproprierii de unitate a valorii lui α_B.

În încheiere vom face unele consideraţii referitoare la relaţia 3.6.23 (care descrie caracteristica de intrare în conexiune *BC*) care se poate pune sub forma (luînd curenţii în loc de densităţi de curent)

$$I_E = I_s \left(e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} - 1 \right) \qquad 3.6.23'$$

în care $V_T = \frac{e}{K_B T} \approx 0{,}025$ V (la T ≈ 300 K).

[5] În figura 3.33 au fost reprezentate caracteristicile statice în conexiune *BC* pentru acelaşi tranzistor BC-109.

Scanned with OKEN Scanner

În regim de conducție directă, pentru valori $V_{BE} \gtrsim 4\frac{K_B T}{e} = 0,1\text{V}$, în relația 3.6.23′ se poate neglija unitatea, relația devenind

$$I_E = I_{Es} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}}. \qquad 3.6.27$$

Luînd în considerație relația 3.6.8 și neglijînd curentul foarte mic I_{CBO}, se obține pentru curentul de colector

$$I_C = \alpha_B I_{Es} e^{\frac{V_{BE}}{V_T}} = I_{Cs} e^{V_{BE}/V_T}. \qquad 3.6.28$$

I_{Cs} depinde de $\alpha_B \lesssim 1$, de aria și de tipul joncțiunii de emitor și este destul de redus. Ecuația 3.6.26 poartă numele de relația Moll-Ross [23] și este mult utilizată pentru calculul diferitelor scheme cu tranzistori, inclusiv pentru calculul circuitelor integrate cu tranzistori bipolari.

3.6.3. SCHEMA ECHIVALENTĂ DE SEMNAL MIC A TRANZISTORULUI BIPOLAR (MODEL LINIAR)

Dintre multiplele posibilități de construire a schemelor echivalente, vor fi prezentate acelea care sînt cel mai frecvent utilizate; pentru detalii suplimentare a se vedea [7, 8, 10, 24, 25].

În cazul semnalelor variabile slabe se poate considera că acestea reprezintă variații mici ale parametrilor de curent continuu (tensiunilor și curenților de polarizare în c.c.). În asemenea condiții se poate scrie (notînd mărimile variabile în timp prin litere mici):

$$i_B = I_B + i_b;\ v_{BE} = V_{BE} + v_{be}. \qquad 3.6.29$$

Ținînd seama de relațiile 3.6.17 și 3.6.27 se poate scrie pentru curentul bazei

$$I_B = (1 - \alpha_B)\, I_E = (1 - \alpha_B) I_{Es} e^{\frac{eV_{BE}}{V_T}}. \qquad 3.6.30$$

Atunci, în condiții normale, cînd V_{BE} este mai mare decît tensiunea de deschidere (0,1 — 0,2 V pentru Ge; 0,7 V la Si), tranzistorul ca amplificator elementar (în conexiune EC) este caracterizat prin următoarele relații (v. 3.6.9; 3.6.29 și 3.6.30):

$$i_B = I_{BO} e^{\lambda v_{BE}};\ i_C = \beta i_B, \qquad 3.6.31$$

în care parametrul λ depinde de V_T și de i_b.

Expresia curentului bazei poate fi dezvoltată în serie

$$i_B = I_{B0} e^{\lambda V_{BE}} \cdot e^{\lambda v_{be}} = I_B\left[1 + \lambda v_{be} + \frac{1}{2}(\lambda v_{be})^2 + \ldots\right]. \qquad 3.6.32$$

Dacă v_{be} este mai mic de 5 mV termenii de grad superior pot fi neglijați. Deci punînd condiția de semnal mic, dispozitivul poate fi privit ca un circuit liniar și atunci

$$i_B = I_B + \lambda I_B v_{be}. \qquad 3.6.33$$

În circuite liniare principiul superpoziției fiind valabil, putem trata separat componentele curenților. Componenta dependentă de timp va fi

$$i_b = \lambda I_B v_{be}. \qquad 3.6.34$$

Scanned with OKEN Scanner

Mărimea $1/\lambda I_B = \beta/\lambda I_C = r_{be}$ este numită **rezistența diferențială de intrare** (la semnal mic) a tranzistorului. Reținem relația 3.6.34 pentru construirea schemei echivalente a circuitului de intrare. Curentul colectorului este determinat de expresia (v. și 3.6.31)

$$i_C = I_C + i_c = \beta I_B + \beta i_b.$$

În condițiile de semnal mic, componenta dependentă de timp a curentului va fi:

$$i_c = \beta i_b = \beta\lambda I_B v_{be} = \frac{\beta}{r_{be}} v_{be} = S v_{be}. \qquad 3.6.35$$

Aici mărimea $S = i_c/v_{be} = \beta/r_{be} = \lambda I_C$ este numită **panta** tranzistorului. Expresiile 3.6.35 vor sugera în schema echivalentă circuitul de ieșire (generator de curent).

Trebuie să luăm însă în considerare două efecte secundare. O cădere de tensiune este produsă în circuitul de intrare de curentul i_b pe rezistența materialului semiconductor al bazei (r_{tb}). Tensiunea de intrare v_{be} se împarte deci în două componente

$$v_{be} = r_{bb}i_b + r_{b'e}i_b = r_{bb}i_b + v_1, \qquad 3.6.36$$

și numai componenta v_1 care cade pe rezistența $r_{b'e}$ a joncțiunii va comanda curentul colectorului (fig. 3.35, *a*). În circuitul colectorului s-a constatat o slabă dependență a curentului de tensiunea V_{CE} (datorită modulării lărgimii zonei de sărăcire în bază (fig. 3.31, *a*). În cadrul modelului liniar această dependență este liniară și poate fi atribuită unei rezistențe (r_d) legată în paralel cu ieșirea (fig. 3.35, *a*). Prin modularea lărgimii bazei (v. parametrul δ_2 în fig. 3.31, *a*) tensiunea colectorului are o influență și asupra curentului bazei, dar este neglijabilă. Acest fapt explică absența unei rezistențe de legătură între ieșire și punctul în care apare tensiunea v_1. În fine, cele două rezistențe din circuitul de intrare pot fi reprezentate prin rezultanta lor (fig. 3.35, *b*) și astfel obținem un model foarte des folosit la analiza și sinteza circuitelor cu tranzistori. Valori tipice pentru elementele rezistive sînt: $r_d = 20 \div 200$ kΩ $r_{b'e} = 1 \div 10$ kΩ; $r_{bb} = 15 \div 100$ Ω; $S = 40\, I_C$, mA/V.

Schema echivalentă a tranzistorului în condiție de semnal mic poate fi dedusă și pe altă cale, neglijînd fenomenele fizice din interior, bazîndu-ne

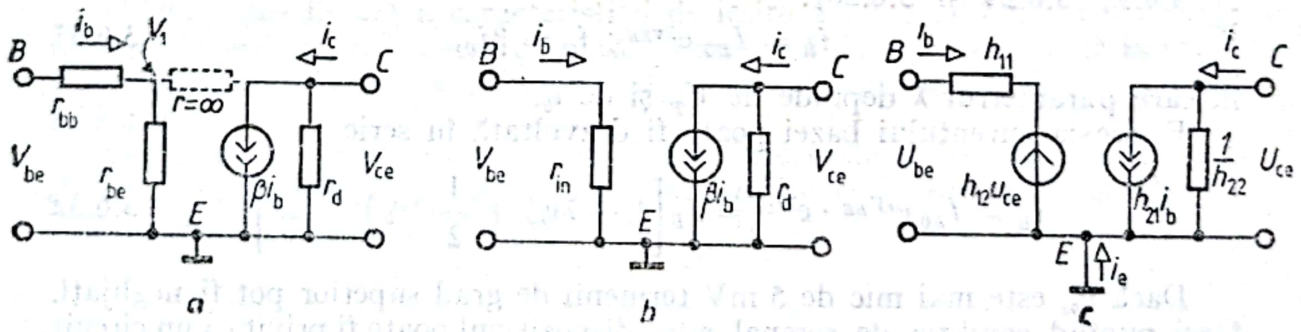


Fig. 3.35

numai pe tensiunile și curenții măsurabili la bornele tranzistorului privit ca un cvadripol. Între cele patru mărimi (v_1, i_1, v_2, i_2) există relații bine determinate. Sînt posibile șase moduri de alegere a variabilelor independente, la care corespund șase sisteme diferite de ecuații, fiecare sistem fiind caracterizat de patru parametri, numiți parametrii de cvadripol [7, 8, 24—26]. Dintre

Scanned with OKEN Scanner

aceste sisteme conform modelului fizic găsit pentru tranzistorii bipolari cel mai utilizat este sistemul cu parametrii hibrizi, h_{ij} definit prin relațiile [24—26]

$$v_1 = h_{11}i_1 + h_{12}v_2; \qquad 3.6.37$$

$$v_2 = h_{21}i_1 + h_{22}v_2. \qquad 3.6.38$$

Se aleg variabilele independente i_1 și respectiv v_2 deoarece circuitul de intrare avînd rezistență mică (polarizare directă) poate fi modelat ca un generator de tensiune, iar circuitul de ieșire avînd o rezistență de valoare ridicată (polarizare inversă a joncțiunii) poate fi mai bine reprezentată printr-un generator de curent. Utilizînd notațiile folosite mai înainte, ecuațiile 3.6.37; 3.6.38 se pot scrie sub forma

$$v_{be} = h_{11}i_b + h_{12}v_{ce}. \qquad 3.6.39$$

$$i_c = h_{21}i_b + h_{22}v_{ce}. \qquad 3.6.40$$

În conformitate cu aceste relații schema echivalentă cu parametrii hibrizi va fi cea din figura 3.35, *c*. Parametrii hibrizi pot fi determinați din pantele caracteristicilor tranzistorului în conexiune *EC* (fig. 3.34). De exemplu, ca în cazul diodei

$$h_{11} = v_{be}/i_b = \operatorname{tg} \alpha \qquad 3.6.41$$

(pentru $v_{ce} = 0$ adică $V_{CE} = ct$), reprezintă impedanța de intrare la scurt-circuit ($i_b = 0$). În același mod se obțin: h_{12} — factorul de reacție de tensiune la mers în gol la ieșire ($v_2 = 0$), h_{21} — coeficientul de amplificare în curent pentru scurtcircuit la intrare ($i_b = 0$) și h_{22} — admitanța de ieșire la mers în gol ($v_{ce} = 0$) [24—26].

Generatorul de tensiune $h_{12}v_{ce}$ apare în schema de pe figura 3.35, *c* ca și reprezentarea efectului tensiunii v_{ce} asupra curentului i_b produs prin modulația lărgimii bazei. Am văzut că acest efect este neglijabil ($h_{12E} \sim 5 \cdot 10^{-4}$). Dacă omitem generatorul $h_{12}v_{ce}$ din figura 3.35, *c* și comparăm schema obținută cu figura 3.35, *b* constatăm că cele două modele sînt identice dacă se acceptă următoarele echivalențe:

$$h_{21} = \beta,\ h_{22} = \frac{1}{r_d},\ h_{11} = r_{in} = r_{bb} + r_{be} \text{ și } h_{12} = 0. \qquad 2.6.42$$

Uneori tranzistorul este folosit în montajul *BC* (bază comună). Atunci parametrii h_B pot fi obținuți din cei h_E și se poate construi o nouă schemă echivalentă [24—26].

3.7. TRANZISTORI CU CÎMP INTERN (TRANZISTORI DRIFT)

Tranzistorul bipolar funcționează bine pînă la o anumită frecvență, limitată superior prin capacitatea joncțiunilor, rezistența distribuită a bazei și timpul de tranzit al purtătorilor minoritari. Această frecvență poate fi calculată prin aproximație, luînd în considerare că joncțiunea emitor-bază, polarizată direct, are în schema echivalentă la frecvențe înalte rezistența de intrare (R_t) în paralel cu capacitatea de difuzie (C_d), ca în figura 3.13. Deoarece numai componenta reală a curentului de emitor formează curentul util al

Scanned with OKEN Scanner

colectorului (nu și cea reactivă), grupul $R_i \parallel C_d$ acționează ca un filtru trece jos avînd frecvența de tăiere

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \cdot R_i C_d}, \qquad 3.7.1$$

strîns legată la tranzistori de frecvența limită — superioară — de lucru, f_T numită de **tranzit.**

Factorul de amplificare al tranzistorilor bipolari depinde mult de frecvența de lucru. Într-o primă aproximație această dependență se exprimă prin relația [5—8, 24—26]

$$\alpha_b = \frac{\alpha_{b0}}{1 + j\dfrac{f}{f_{\alpha_b}}}; \; j = \sqrt{-1}, \qquad 3.7.2$$

unde f este frecvența de lucru, α_{b_0} — valoarea la frecvență joasă a lui α_b, iar f_{α_b} — *frecvența de tăiere a factorului de amplificare* în schema *BC*. Cum între α_{b_0} și α_{e_0} există o relație analoagă cu cea din curent continuu (v. 3.6.10

$$\alpha_{e_0} = \frac{\alpha_{b_0}}{1 - \alpha_{b_0}}, \qquad 3.7.3$$

rezultă următoarea relație între frecvențele de tăiere pentru montajele *BC* și *EC*

$$f_{\alpha_e} = \frac{f_{\alpha_b}}{1 + \alpha_{e_0}} \approx \frac{f_{\alpha_b}}{\alpha_{e_0}}. \qquad 3.7.4$$

Cu alte cuvinte, pentru unul și același tranzistor care are o frecvență limită, de tăiere, $f_{\alpha b}$ în montaj *BC*, va avea o frecvență de tăiere mult mai joasă (de $\alpha_{e_0} = \beta$ ori) dacă este utilizat în conexiune *EC* (cînd se obține însă o mare amplificare în curent).

Din expresia 3.7.1 se constată că frecvența de lucru a tranzistorului poate fi mărită prin micșorarea rezistenței R_i care la rîndu-i poate fi redusă prin micșorarea grosimii bazei și a emitorului. În procesul de fabricație prin aliere, o grosime mai mică de 10 μm este foarte greu de realizat. Din acest motiv frecvența limită superioară la aceste tranzistoare nu depășește 15 MHz.

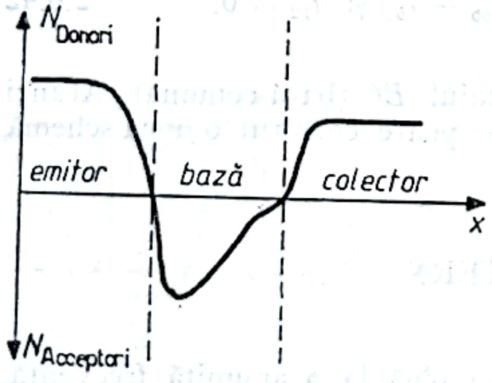


Fig. 3.36

A doua posibilitate de mărire a lui f_0 este micșorarea capacității C_d și a timpului de tranzit al purtătorilor minoritari. Aceste două deziderate pot fi satisfăcute prin crearea unui cîmp electric suplimentar accelerator în interiorul bazei. S-a obținut acest efect prin realizarea unor tranzistori cu concentrația neuniformă de impurități în bază, numiți tranzistori drift sau cu cîmp intern (în bază) [27].

Considerînd o structură *n-p-n* concentrația acceptorilor din baza tranzistorului drift variază exponențial spre colector (fig. 3.36). După

Scanned with OKEN Scanner

cum s-a arătat în § 3.1 gradientul de concentrație creează un cîmp electric suplimentar care, pe lîngă curentul de difuzie, produce un curent de drift. Se arată că existența cîmpului suplimentar micșorează timpul de tranzit al electronilor prin bază spre colector (de 3—4 ori) [7, 8, 24, 27]. Întrucît baza este slab dopată în apropierea colectorului, capacitatea joncțiunii C_{bc} este neglijabilă. Doparea puternică a bazei în apropierea emitorului micșorează rezistența de volum a regiunii, fapt care duce la creșterea frecvenței limită superioară; în același timp mărește capacitatea de barieră C_{be}, ceea ce produce efectul nedorit de coborîre a frecvenței limită superioară. Pentru înlăturarea ei se impurifică baza după un profil mai complicat.

3.8. METODE DE FABRICARE A DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE

Tehnologiile cele mai răspîndite pentru obținerea joncțiunilor care intră în constituția diodelor și tranzistorilor sînt:

— alierea pe suport de germaniu, apărută prin anii '50 și dezvoltată în deceniul al șaselea, pentru tranzistori *p-n-p*;

— difuzia în siliciu („solid state difusion") elaborată începînd cu 1958 pentru tranzistori *n-p-n* și care stă la baza proceselor planar și planar-epitaxial.

Procesele tehnologice pornesc de la o bară monocristalină, obținută printr-un procedeu complex de tragere (de creștere a monocristalelor), dopată inițial *n* sau *p*, concentrația impurităților fiind în jur de 10^{15} (cm^{-3}). Blocul cilindric monocristalin este secționat — după anumite plane cristaline, de regulă planul (111) — stabilite prin poziționarea orientată (cu ajutorul razelor X), rezultînd rondele subțiri de 50—100 μm și de cca 50 mm diametru (în funcție de diametrul monocristalului). Rondelele (denumite uneori și plachete) sînt pregătite pentru operațiile ulterioare, prin șlefuire mecanică și decapare chimică pentru a micșora la minim defectele suprafețelor.

3.8.1. OBȚINEREA TRANZISTORULUI *p-n-p* DIN GERMANIU, PRIN ALIERE

În această tehnologie sînt tăiate plăcuțe aproximativ patrate din rondela groasă de ~50 μm, cu latura de ordinul milimetrilor. Plăcuța dopată *n* va deveni baza viitorului tranzistor și este individual fixată pe un suport metalic. Mai multe zeci de astfel de plăcuțe sînt introduse apoi într-un poziționer de grafit, pe fiecare plăcuță se pune un dot (bucățică) sferic sau cilindric din indiu (fig. 3.37, *a*) iar poziționerul se introduce într-un cuptor cu atmosferă de hidrogen și temperatură riguros controlată. Formarea joncțiunilor, în urma unei încălziri gradate — pînă la 600°C — se face în două etape: mai întîi dotul de indiu se topește (160°C) apoi se produce lent alierea. Urmează o perioadă de răcire înceată, germaniul recristalizează din soluție cu refacerea structurii monocristaline și rezultă joncțiunea *p-n* a emitorului (fig. 3.37, *b*). Se procedează asemănător și pentru formarea joncțiunii de colector (fig. 3.37, *c*) [6]. Menționăm că este esențial controlul riguros al proceselor tehnologice de care depinde grosimea și uniformitatea bazei (10-20 μm); ea determină valoa-

[6] În realitate structura tranzistorului aliat nu este simetrică; regiunea de emitor este mai puternic dopată decît cea de colector, care în schimb este mai întinsă: rezultă astfel I_{CBO} mic.

Scanned with OKEN Scanner

rea lui β și f_{α_e}. Tranzistorul astfel obținut (fig. 3.37, *d*) este supus unor tratamente conservante (oxidare), încapsulat, încercat prin probe de anduranță și în fine sortat pe categorii comerciale.

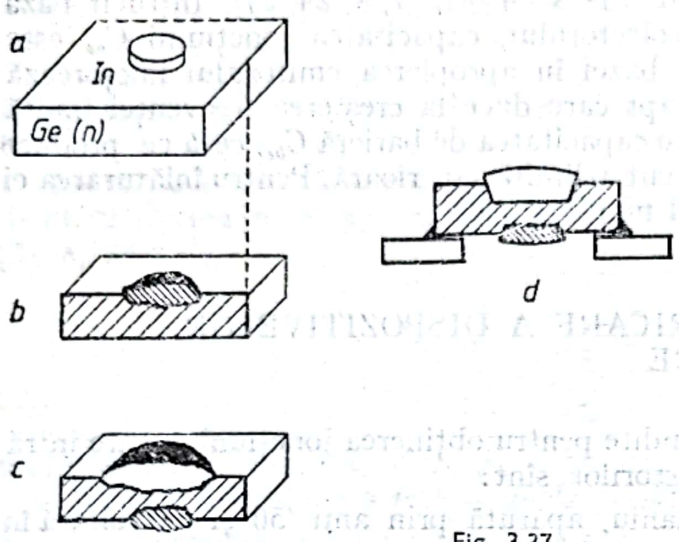


Fig. 3.37

Prin aliere s-au obținut, la început, numai tranzistori *p-n-p*. Datorită procesului de microaliere, grosimea bazei nu se putea micșora sub o anumită limită, deci f_β pentru acești tranzistori nu este prea mare. Frecvențe de tăiere mai ridicate se obțin la tranzistorii obținuți prin difuzie în special din siliciu.

La ora actuală la noi în țară se mai fabrică diode și tranzistori din Ge pentru uzul aparaturii industriale și drept piese de schimb, producția fiind rentabilă chiar la export.

3.8.2. OBȚINEREA DIODELOR DIN SILICIU, PRIN DUBLĂ DIFUZIE

Pentru a dispune de diode cu tensiunea inversă ridicată se folosește ca material de bază siliciul. Fiind aproape exclusiv întrebuințat pentru producerea dispozitivelor electronice actuale, în tabelul 3.2 se dau valorile concentrațiilor — și rezistivităților corespunzătoare — întîlnite în mod curent în practică.

Tabel 3.2

Simbol	n^{++}	n^+	n	p^+	p	puritate limită	intrinsec (n_i)
concentrația (cm^{-3})	$\sim 10^{21}$	10^{19}	$10^{15} - 10^{16}$	10^{19}	10^{15}	$10^{12} - 10^{13}$	10^{13}
rezistivitate ($\Omega \cdot cm$)	$3 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-2}$	5—0,5	10^{-2}	10	$5 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^5$

Pentru obținerea unei structuri redresoare p^+pn^+, se pornește de la o plăcuță slab dopată de tip *p* (fig. 3.38, *a*) care este supusă unei difuzii în atmosferă gazoasă cu fosfor drept dopant, la temperatură cuprinsă între 800°—1 200°C. Stratul superficial al plăcuței devine de tip n^+, obținîndu-se viitoarea joncțiune n^+p (fig. 3.38, *b*). Se înlătură stratul n^+ de pe o față a plăcuței (fig. 3.38, *c*) și printr-o difuzie cu bor se formează un strat p^+, (fig. 3.38, *d*). Controlînd riguros condițiile difuziei (evoluția temperaturii, concentrația impurităților dopante, viteza de pătrundere prin difuzie etc.) se obține în final o structură p^+pn^+ cu un profil de dopare, grosime a lui *p* durată și de viață a golurilor minoritare [7] bine corelate cu performanțele diodei vizate.

[7] Micșorînd contribuția purtătorilor de sarcină minoritari la curentul diodei, se obține un curent invers mic, caracteristic pentru joncțiunea din siliciu.

Scanned with OKEN Scanner

Se acoperă structura rezultată cu un strat de nichel și apoi aur (fig. 3.38, *e*) se dă o „talie" ca în figura 3.38, *f* înlăturîndu-se, pe de o parte, regiunile marginale neomogene iar pe de altă parte asigurînd astfel o configurație avantajoasă care duce la micșorarea intensității cîmpului electric la suprafață. Se evită deci migrarea de ioni sau străpungerile superficiale. Urmează spoi realizarea contactelor electrice și termice, încapsulare și sortare pe categorii.

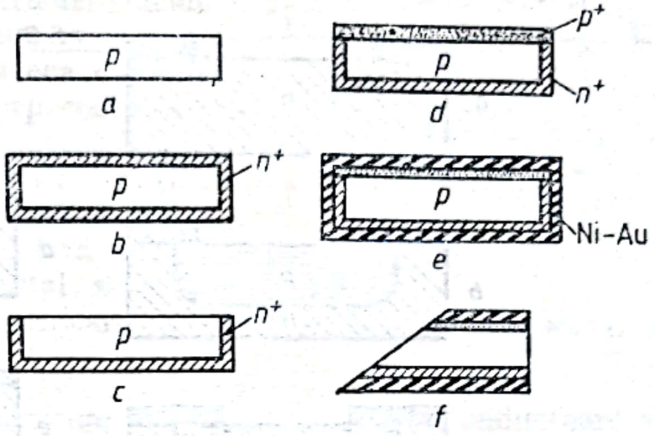


Fig 3..38

3.8.3. REALIZAREA TRANZISTORULUI PLANAR n-p-n

O nouă revoluție în tehnologia electronică s-a produs după inventarea în 1959 (Hoerni) a procedeelor planar și respectiv planar-epitaxial care stau la baza fabricării actualelor tipuri de dispozitive semiconductoare (cu siliciu) și a circuitelor integrate.

Tehnologia tranzistorului planar se bazează pe procedeele de difuzie și de fotomascare. Rondela de siliciu de tip *n*, de grosime 200—300 μm, este oxidată în atmosferă de oxigen sau vapori de apă la temperatura de ~1 000°C timp de cîteva ore. Rezultă un strat de bioxid de siliciu avînd grosimea în jur de 1 μm (fig. 3.39, *a*).

Peste stratul compact de SiO_2 se întinde o peliculă de lac fotosensibil (un alcool polivinilic, numit și „fotorezist"), uniformizat prin centrifugare (figura 3.39, *b*). În continuare, se așază o mască specială care este opacă în dreptul acelor regiuni unde se dorește îndepărtarea selectivă a oxidului protector (fig. 3.39, *c*). Se expune apoi placheta la acțiunea razelor ultraviolete, fotorezistul polimerizînd în regiunile iluminate și devine insolubil. Se dizolvă fotorezistul neexpus, acoperit de mască, cu un solvent potrivit (fig. 3.39, *d*), apoi se atacă oxidul cu acid fluorhidric, dizolvîndu-l (fig. 3.39, *e*). S-a deschis astfel o „fereastră" prin oxid spre substratul de siliciu. Urmează îndepărtarea fotorezistului protector polimerizat (fig. 3.39, *f*), o operație dificilă atît chimică cît și mecanică (fierbere în acid sulfuric, gratare etc.). Fereastra astfel obținută

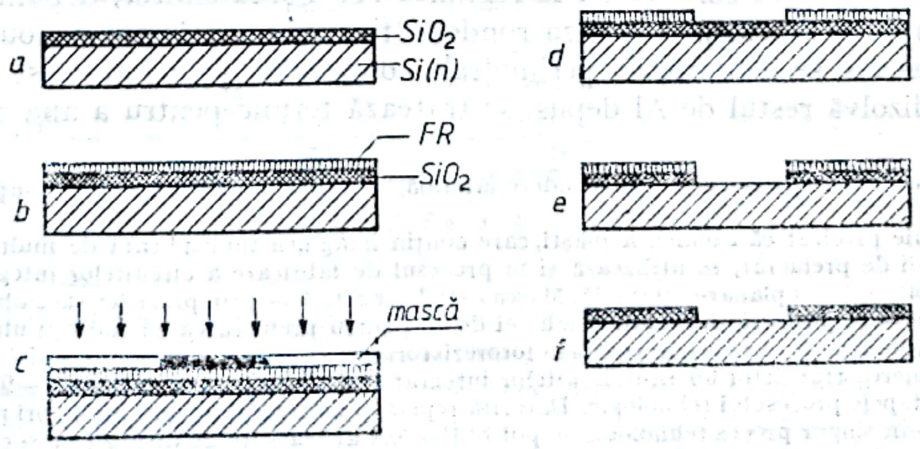


Fig. 3.39

permite o difuzie localizată, în adîncime [8], de exemplu de tip *p*, după care rondela se poate oxida din nou, pentru a efectua alte serii de astfel de operații, asemănătoare cu cele fotolitografice.

Etapele *obținerii tranzistorului planar* sînt următoarele: se pornește de la situația din figura 3.39, *b*, identică cu cea din figura 3.40, *a*, care reprezintă

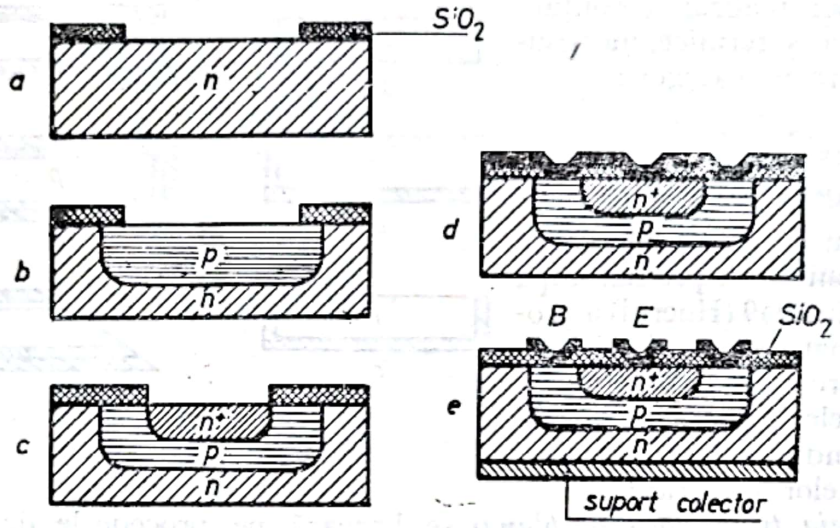


Fig. 3.40

o regiune a plachetei (rondelei) de siliciu unde a fost deschisă o fereastră. De fapt placheta a fost acoperită cu o mască multiplă — care o va împărți în viitoarele „cip"-uri (chip — așchie, ciob în lb. engleză), plăcuțe avînd dimensiuni de ordinul 0,5 × 0,5 mm, care constituie corpul viitorului tranzistor planar [9]. Prin fereastră se depune un strat de bor, din atmosferă de tribromură de bor și azot la temperatura de 850°C, apoi se încălzește la 1150°C numai în azot timp de o oră, formîndu-se astfel, prin difuzie, regiunea bazei, implicit joncțiunea *p-n* de colector (fig. 3.40, *b*). Temperatura este controlată cu precizia de $\pm$ 1°C. Repetînd procedeul de fotomascare (oxidare, fotorezist etc.) se deschide o nouă fereastră (cu ajutorul altei măști) pentru constituirea emitorului prin doparea puternică a regiunii selectate din bază de către mască, cu fosfor, la temperatura de $\sim$ 1 000°C (fig. 3.40, *c*). În ultimele faze ale difuziei pentru crearea bazei și emitorului se crește din nou un strat de SiO_2 (fig. 3.40, *c* și *e*), cu scopul de a preveni contaminarea joncțiunilor. Pasul următor este realizarea contactelor la regiunea bazei și la emitor, depunînd aluminiu evaporat în vid pe întreaga rondelă (fig. 3.40, *d*). Printr-o nouă etapă de fotomascare se delimitează perimetrele contactelor prin fotorezist polimerizat, se dizolvă restul de Al depus, se tratează termic pentru a alia Si cu Al

[8] În realitate se produce și o pătrundere laterală, nedorită, care limitează rezoluția acestei tehnologii.

[9] Trebuie precizat că asemenea măști, care conțin imaginea multiplicată de multe sute de ori a regiunii de prelucrat, se utilizează și în procesul de fabricare a circuitelor integrate prin tehnologia planară sau planar-epitaxială. Masca astfel pregătită — prin procedee speciale, scumpe și laborioase — se plasează deasupra plachetei de Si pentru prelucrarea cu radiații ultraviolete (uneori cu radiații X sau de electroni) a fotorezistorului, conform etapelor descrise mai sus. Pentru obținerea tranzistorilor sau circuitelor integrate se folosesc un număr de 3—9 măști în funcție de etapele procesului tehnologic. Datorită repetării motivului de mai multe ori pe aceeași mască, într-un singur proces tehnologic se pot obține tot atîtea sute de dispozitive semiconductoare sau circuite integrate [7, 8, 24—26].

Scanned with OKEN Scanner

astfel încît să rezulte un contact electric de mică rezistență (fig. 3.40, *e*). Rondela de siliciu care conține cîteva mii de astfel de tranzistori, dispuse în mozaic, este testată cu aparatură automată, structurile defecte însemnate, apoi decupată în cip-uri, cele bune urmînd a fi încapsulate.

Contactul de colector se obține prin lipirea cip-ului pe un suport aurit, întrucît siliciul formează cu aurul un aliaj eutectic la temperatură joasă, convenabilă. (De aceea capsula metalică a unor tranzistori face corp comun cu colectorul). Conexiunile între contactele de bază și emitor la picioruşe se fac cu fir subțire de aur (sutimi de mm) prin termocompresie. Structura protejată printr-o atmosferă inertă este încapsulată (în corp de metal sau de plastic). Urmează apoi probe de verificare ca și la tranzistorii aliați, sortarea și marcarea dispozitivelor.

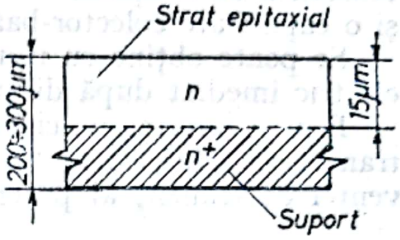


Fig. 3.41

Procesul planar-epitaxial de fabricare a dispozitivelor semiconductoare și a circuitelor integrate — în special din Si — este foarte apropiat de cel planar, deosebirea constînd în aceea că în unele etape procesul de difuzie pentru crearea unor regiuni de un anumit tip de conducție este înlocuit prin procesul de creștere **epitaxială** a unui strat monocristalin cu conducția dorită [10]. Astfel stratul *n* din figura 3.40, *a*, de la care s-a plecat pentru fabricarea tranzistorului planar, este de fapt un strat epitaxial monocristalin (de cca 15 μm grosime), crescut prin depunere din fază gazoasă (de exemplu din tetraclorură de siliciu în flux de hidrogen) pe o rondelă de Si mai puternic impurificată n^+ (fig. 3.41). Creșterea stratului epitaxial se face în condiții fizice precis controlate. Restul

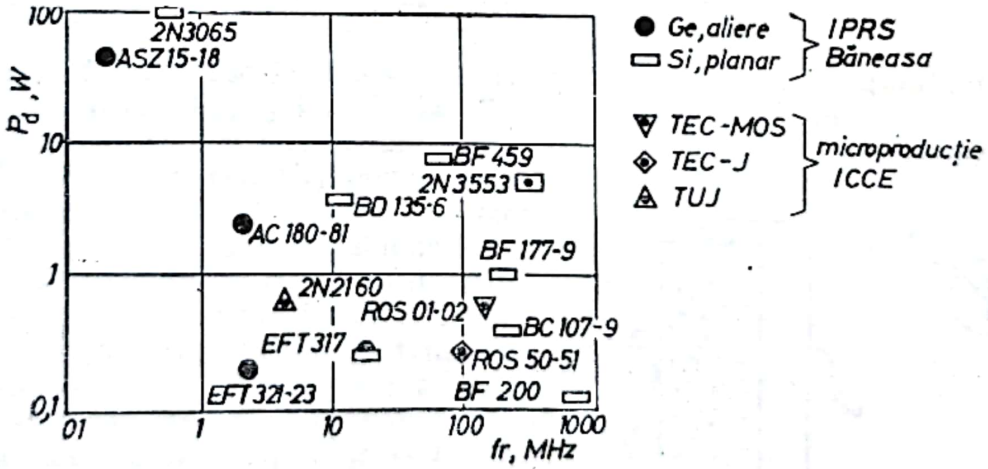


Fig. 3.42

[10] Prin epitaxie se înțelege creșterea prin procedee speciale (prin transport din fază gazoasă, prin precipitare din soluții topite etc.) a unui strat monocristalin semiconductor pe un suport monocristalin de aceeași natură, strat care continuă astfel structura cristalină a suportului (exemplu Si pe Si, Ge pe Ge etc.). Stratul epitaxial astfel crescut este dopat în mod adecvat (în timpul creșterii sale) încît să aibă o conducție diferită de cea a suportului (v. [7. 8, 24]).

Scanned with OKEN Scanner

etapelor de fabricare a dispozitivelor semiconductoare sau a circuitelor integrate sînt similare cu cele de la tehnologia planară propriu-zisă. Prezența substratului n^+ cu rezistivitate mică va ameliora performanțele tranzistorului rezultat, prin micșorarea rezistenței intrinseci de colector. Regiunea propriu-zisă de colector n, mai puțin dopată (cea crescută epitaxial), va determina tensiunea de străpungere colector-bază care este de dorit să fie mare, precum și o capacitate colector-bază mai redusă.

Se poate obține cu ușurință o diodă planară dacă se execută un contact electric imediat după difuzia bazei (fig. 3.40, *b*).

Pentru informarea cititorului, în figura 3.42 sînt redate cîteva exemple de tranzistori fabricați în țara noastră; selectarea s-a făcut după criteriul frecvenței de tranzit, al puterii disipate și cu indicarea tehnologiei de fabricație.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul 4. DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE SPECIALE

4.1. TRANZISTORI UNIJONCȚIUNE (TUJ)

Primul tranzistor TUJ numit și diodă cu două baze a fost construit în 1953 [28] și este un dispozitiv cu o joncțiune și trei contacte, avînd pe caracteristica de intrare o porțiune cu pantă negativă.

Forma TUJ-ului depinde de tehnologia adoptată. Într-o formă a sa mai veche, TUJ este o bară de semiconductor (de tip n) cu două contacte ohmice numite baze (B_1, B_2) la cele două capete (fig. 4.1). Puțin mai sus de mijlocul barei se realizează prin difuzie o regiune de tip p numit emitor (E) avînd și un contact ohmic. Astfel dispozitivul poate fi privit ca și un tranzistor care are un emitor, două baze dar nu are colector sau, tot atît de bine, ca o diodă cu doi catozi (baze). Începînd din anii 1960 această structură a fost înlocuită cu structura paralelipipedică, iar mai tîrziu cu structură planară.

Dacă se aplică o tensiune continuă fixă V_{BB} între B_1 și B_2, o tensiune continuă variabilă între E și B_1, atunci tensiunea V_B la nivelul M (nivelul emitorului, nefigurat pe desen) va fi determinată de rezistențele ohmice R_1 ce există între B_1M și R_2 ce există între MB_2. Dacă presupunem $V_{EB} = 0$ avem

$$V_B = V_{BB}\frac{R_1}{R_1 + R_2} = \eta V_{BB}. \qquad 4.1.1$$

unde $\eta = 0{,}5 - 0{,}8$ și se denumește raport de divizare intrinsec (stand off ratio).

Atît timp cît $V_{EB} \lesssim V_B$, dioda EB_1 este polarizată în sens invers și în circuitul emitorului circulă un curent invers slab (fig. 4.2, *a*). În punctul P (cînd $I_E = 0$), tensiunea V_{EB} devine egală cu tensiunea $\eta V_{BB} = V_B$ (fig. 4.2, *a*). Dacă tensiunea V_{EB} crește mai mult joncțiunea se polarizează direct și în circuitul emitorului apare un curent I_E direct, care rămîne neînsemnat atît timp cît tensiunea V_{EB} rămîne mai mică decît suma $E_B + V_D$, unde V_D este tensiunea de deschidere a joncțiunii EB_1 ($V_D^{Si} \sim 0{,}7$ V). Tensiunea directă $V_A = V_B + V_D$ este numită tensiune de vîrf. Dacă tensiunea V_B devine mai mare decît tensiunea de vîrf, adică

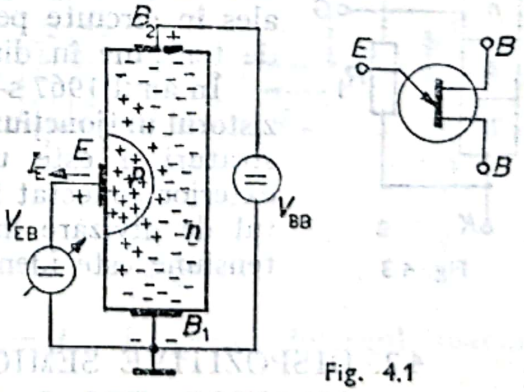


Fig. 4.1

$$V_{EB} > (V_B + V_D), \qquad 4.1.2$$

din emitor se injectează un mare număr de goluri în zona EB_1, goluri care se deplasează spre contactul B_1 producînd micșorarea rezistenței R_1. Pe măsura

creşterii curentului I_E, se micşorează rezistenţa R_1 şi implicit căderea de tensiune între emitor şi bază (fig. 4.2, *a*, punctele 1, 2). Pe caracteristica de intrare apare o porţiune cu pantă negativă ceea ce semnalează o rezistenţă dinamică negativă. Curentul creşte pînă la I_v numit curent de vale iar tensiunea descreşte pînă la V_v — tensiunea de vale. Rezistenţa descreşte pînă la

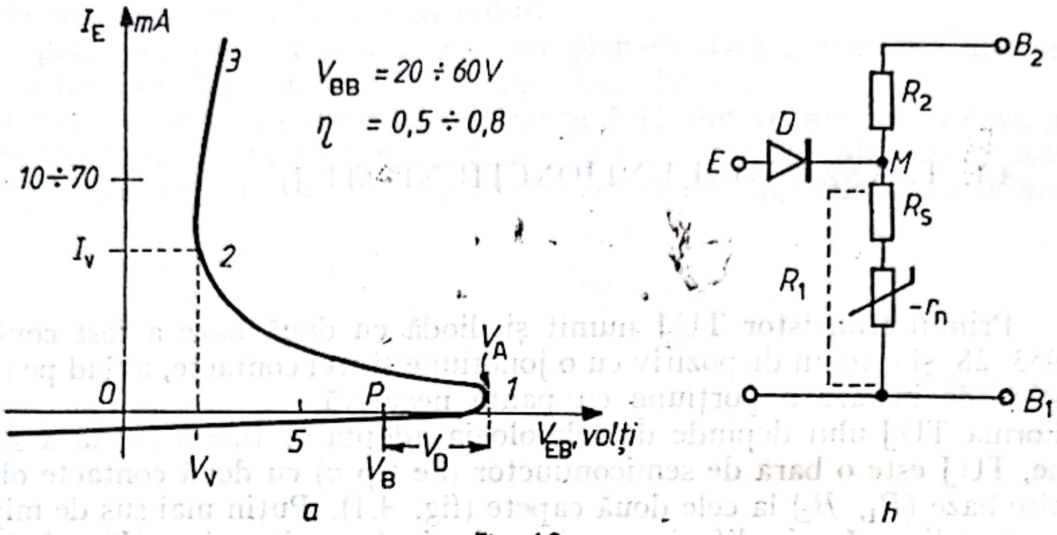


Fig. 4.2

rezistenţa ohmică de volum a barei V_v/I_v) iar de aici dispozitivul se comportă ca şi o rezistenţă liniară (fig. 4.2, *a* punctele 2. 3). Schema echivalentă valabilă în zona de rezistenţă negativă (fig. 4.2, *b*) cuprinde, rezistenţa ohmică distribuită R_2 între M şi B_2, o rezistenţă pozitivă R_s (rezistenţă de saturaţie) şi o rezistenţă dinamică negativă $-r_n$. Rezistenţa R_S are o valoare independentă de I_E, pe cînd r_n variază invers cu I_E, devenind egal cu zero în punctul 2. Prin modificarea curentului I_E se modulează conductivitatea zonei MB_1. Din caracteristica I—V (fig. 4.2, *a*) reiese că TUJ-ul are două stări distincte: regimul de blocare (0—1), cînd curentul este neglijabil şi rezistenţa ridicată şi regimul de saturaţie (2—3) cînd curentul este mare şi rezistenţa redusă. Caracteristica de emitor este influenţată de tensiunea interbază V_{BB} şi de temperatură.

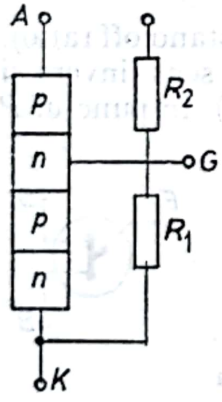


Fig. 4.3

Printre aplicaţiile tranzistorului unijoncţiune, oscilatoarele de relaxare sînt cele mai importante. Ele sînt utilizate mai ales în circuite pentru comanda tiristorilor şi ca generatoare de tensiune în dinte de ferăstrău.

În anul 1967 s-a realizat un nou tip de TUJ şi anume **tranzistorul unijoncţiune programabil.** Dispozitivul cuprinde patru straturi şi este utilizat împreună cu un divizor rezistiv exterior conectat în paralel, care permite să se regleze raportul de divizare intrinsec η (fig. 4.3). Caracteristica curent-tensiune este identică cu cea a TUJ-ului obişnuit [8].

4.2. DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE DE TIPUL *p-n-p-n*. TIRISTOR. TRIAC

Tiristorul este un dispozitiv semiconductor de comutare a cărui acţiune bistabilă este cauzată de un fenomen de reacţie ce apare în structura cu patru regiuni succesive *p-n-p-n*. Între cele patru regiuni se găsesc trei joncţiuni

Scanned with OKEN Scanner

J_1, J_2, J_3 (fig. 4.4, *a*). Dispozitivul dacă are trei borne: catod, anod și poartă se numește tiristor (Moll, Tanenbaum, 1956), dacă are numai două borne: catod și anod se numește diodă *p-n-p-n* sau diodă Shockley (dinistor).

La polarizarea inversă joncțiunile J_1 și J_3 sînt polarizate invers, iar J_2 este polarizat direct. Joncțiunile fiind legate în serie, curentul invers va fi

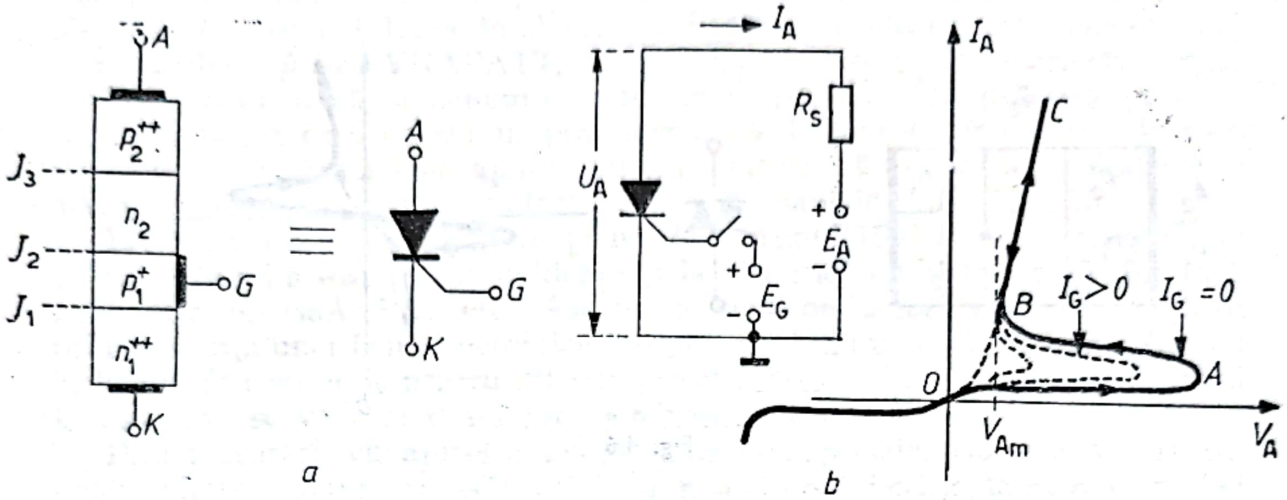


Fig. 4.4

determinat de joncțiunile J_1 și J_3 polarizate invers, deci va rămîne slab (fig. 4.4, *b*). Dacă tiristorul este polarizat în sens direct (anodul la plus iar catodul la minus), joncțiunile J_1 și J_3 sînt polarizate direct, iar acum joncțiunea J_2 este polarizată invers. Curentul direct va rămîne slab deoarece este limitat de valoarea curentului joncțiunii J_2, adică la curentul invers al diodei $p_1^+ n_2$, pînă cînd dioda $p_1^+ n_2$ este străpunsă prin multiplicarea în avalanșă a purtătorilor. Valoarea tensiunii V_A la care străpungerea are loc depinde de curentul porții G care, prin injectarea golurilor în stratul p_1^+, determină pornirea avalanșei. (De aici provine și o a doua denumire a tiristorului: SCR — Silicon Controlled Rectifier). Scăderea rapidă a tensiunii V_A în procesul străpungerii joncțiunii J_2 se înțelege ușor dacă ne imaginăm tiristorul ca o unitate formată din doi tranzistori complementari (fig. 4.5 *a*, *b*), unde sînt contopite B_1 cu C_2 și C_1 cu B_2. Expresia curentului anodic $I_A = f(I_G)$ se obține din următoarele ecuații deduse pe baza schemei echivalente din figura 4.5, *b* (v. 3.6.8 și 3.6.17)

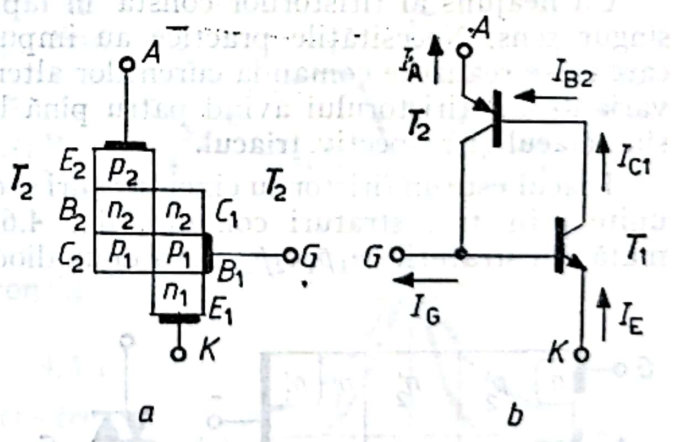


Fig. 4.5

$$I_{C_1} = \alpha_1 I_E + I_{CBO_1} \qquad 4.2.1$$

$$I_{B_2} = (1 - \alpha_2)\, I_A + I_{CBO_2}. \qquad 4.2.2$$

Întrucît C_1 este identic cu B_2 rezultă că $I_{B_2} = I_{C_1}$, iar pentru întregul sistem cu trei borne este valabilă egalitatea

$$I_E = I_A + I_G. \qquad 4.2.3$$

După cîteva înlocuiri se obține explicit curentul I_A și condiția de comutare

$$I_A = \frac{\alpha_1 I_G + I_{CBO}}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}, \qquad 4.2.4$$

Scanned with OKEN Scanner

unde s-a notat cu $I_{CBO} = I_{CBO1} + I_{CBO2}$. Valoarea lui α_2 rămîne constantă. Putem varia I_A prin α_1 și I_G. Factorul α_1 este controlat prin valoarea tensiunii directe V_A aplicată tiristorului, crescînd odată cu V_A. Pentru tensiuni mici (cînd suma $\alpha_1 + \alpha_2$ este mică), valoarea curentului I_A este redusă, dar dacă este îndeplinită condiția $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$, curentul I_A ia valori foarte ridicate,

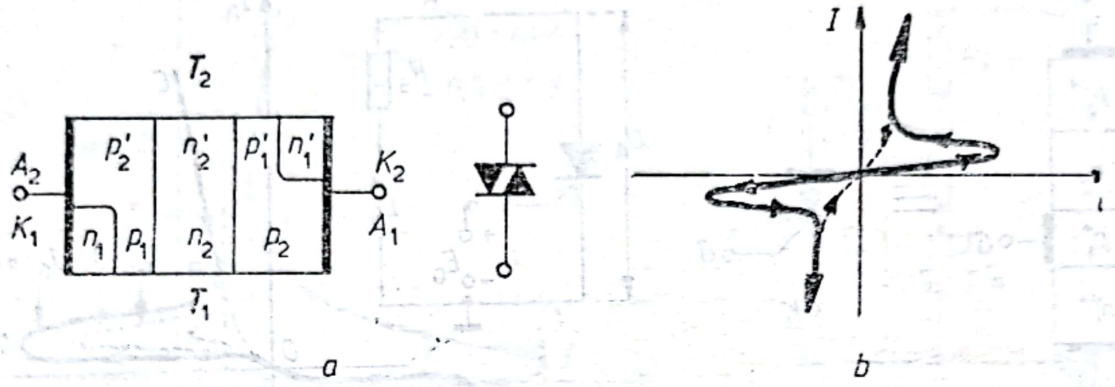


Fig. 4.6

deci tiristorul comută de la starea de curent redus (fig. 4.4., *b*, porțiunea *OA* — rezistență foarte mare) la starea de curent intens (fig. 4.4, *b*, porțiunea *BC* — rezistență foarte mică). Pentru ca să nu se producă străpungerea ireversibilă a dispozitivului (prin creșterea puternică a curentului I_A), în serie cu tiristorul se conectează o rezistență limitatoare R_s (fig. 4.4., *b*). În starea de conducție toate cele trei joncțiuni ale tiristorului vor fi polarizate direct, de aceea căderea de tensiune pe dispozitiv este foarte mică.

După terminarea momentului comutării, curentul I_G își pierde controlul asupra curentului I_A, de aceea comutarea tiristorului poate fi făcută prin impulsuri scurte. Tiristorul poate să revină în starea de curent redus numai prin reducerea tensiunii V_A sub o valoare de prag ($V_{Am} \sim 1$V).

Un neajuns al tiristorilor constă în faptul că pot conduce numai într-un singur sens. Necesitățile practice au impus utilizarea unor dispozitive prin care să se realizeze comanda curenților alternativi, așa că au apărut o serie de variante ale tiristorului avînd patru pînă la șapte regiuni succesive. Acestea sînt **diacul** și respectiv **triacul.**

Diacul este un tiristor cu cinci straturi și corespunde la două diode Shockley unite prin trei straturi comune (fig. 4.6, *a*). Prima diodă (T_1) este formată din straturile $n_1p_1n_2p_2$, iar a doua diodă (T_2) din $n'_1p'_1n'_2p'_2$. Dar straturile următoare sînt suprapuse: $p_1 = p'_2$, $n_2 = n'_2$ și $p_2 = p'_1$. Se vede din desen că dispozitivul obținut are o structură identică în ambele sensuri. De aici rezultă o caracteristică curent-tensiune simetrică (fig. 4.6, *b*). Diacul este un dispozitiv de mică putere, folosit în circuitele de comandă ale triacurilor.

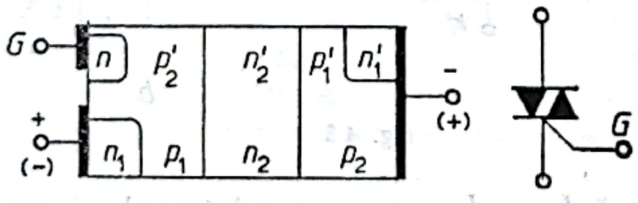


Fig. 4.7

Utilizarea unui electrod de comandă pe una din baze transformă diacul în triac (fig. 4.7). Triacul sau **tiristorul bidirecțional** permite trecerea curentului în ambele sensuri. Este utilizat în circuite de reglare a puterii de curent alternativ. Unele variante de tiristori permit o comandă dublă: atît deschiderea cît și blocarea poate fi comandată separat cu un impuls pozitiv sau negativ [8].

Scanned with OKEN Scanner

4.3. DISPOZITIVE GUNN

În capitolul precedent au fost deja analizate cîteva tipuri de dispozitive semiconductoare care pot fi încadrate în categoria dispozitivelor semiconductoare speciale. Dintre acestea pot fi menționate tranzistori MOS, diodele tunel, diodele Schottky, care pot lucra la frecvențe ultraînalte și altele. Alte dispozitive care pot lucra în domeniul frecvențelor ultraînalte (microunde) sînt diodele *p-i-n*, TRAPATT, IMPATT, precum și dispozitivele Gunn.

După cum arată și denumirea, aceste dispozitive funcționează pe baza efectului Gunn care constă în producerea oscilațiilor de microunde într-un semiconductor căruia i s-a aplicat un cîmp electric $\mathcal{E}$ a cărei intensitate este mai mare decît așa-numita valoare critică $\mathcal{E}_{cr}$ sau de prag [7, 8, 28].

Efectul Gunn a fost observat prima dată în anul 1963 la monocristale mici de GaAs, apoi a fost pus în evidență și la alți semiconductori cum sînt InP, InSb, GaSb, $GaAs_xP_{1-x}$ etc. Asemenea semiconductori sînt caracterizați prin existența unor benzi energetice complexe avînd mai multe minime („văi") în banda de conducție pentru diferite direcții în cristal ale vectorului de undă **k**, așa cum se vede și din figura 4.8 pentru GaAs.

Prin măsurări, cu ajutorul unor microsonde speciale, Gunn a arătat că, pentru cîmpuri mai mari decît valoarea $\mathcal{E}$ a cîmpului critic, la catodul probei apar, în mod periodic, „straturi electrice dipolare" care se deplasează cu viteza de drift, spre anod (fig. 4.9, *a*). În restul probei cîmpul $\mathcal{E}$ are o valoare sub cea critică (fig. 4.9, *b*). Un nou strat electric dipolar, denumit domeniu electric de cîmp înalt, apare la catod, atunci cînd precedentul a ajuns la anod etc.

Apariția domeniilor electrice și deci a oscilațiilor de microunde din semiconductor se datorează tranzițiilor electronilor între diferite minime ale benzii de conducție (fig. 4.8) în special între minimul Γ (0, 0,0) (la GaAs) în care masa efectivă a electronilor este mică ($m_n^* \approx 0{,}072\ m_0$) și minimul X situat la o distanță energetică $\Delta_1 \approx 0{,}36$ eV și caracterizat printr-o masă efectivă a electronilor, de valoare mare: $m_n^* \approx 1{,}2\ m_0$ (electroni „grei"). Întrucît mobilitatea este invers proporțională cu masa efectivă (v. capit. 2), electronii „ușori" (din minimul Γ), notat cu *A* în desen) au mobilități ridicate ($\mu_1 \gtrsim 7\,000$ cm²/V·s), pe cînd cei din minimul X (electroni „grei") au mobilități reduse ($\mu_2 \approx 100 \div 200$ cm²/V·s). Acesta este mecanismul R-W-H (Ridley-Watkins-Hilsum) [29], care va fi explicat calitativ în cele ce urmează.

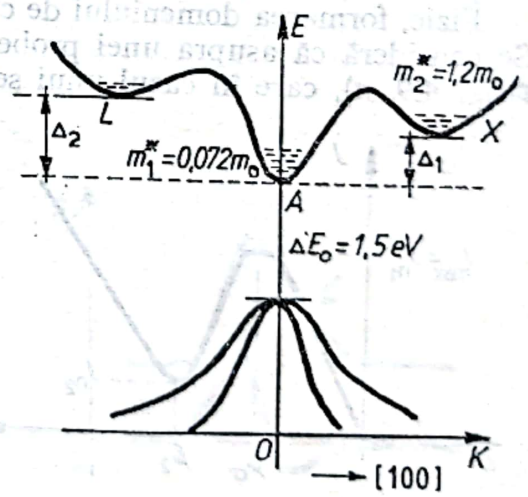


Fig. 4.8

Dacă n_0 este concentrația totală a electronilor din semiconductorul considerat, atunci se poate scrie

$$n_0 = n_1 + n_2, \qquad 4.3.1$$

unde n_1 reprezintă concentrația electronilor cu energii corespunzătoare stărilor din minimul Γ, iar n_2 — cea a electronilor cu energii corespunzătoare stărilor din minimul X (fig. 4.8).

La temperaturi reduse (sau normale) pentru cîmpuri electrice externe normale ($\mathcal{E} < \mathcal{E}_{cr}$), electronii se vor afla în special pe nivelele energetice din minimul Γ, fiind în echilibru termodinamic cu rețeaua ($K_BT \ll \Delta_1$). Dacă n_1 este concentrația electronilor din, Γ curentul va avea densitatea

$$J_1 = en_1\mu_1\mathcal{E} \simeq en_0\mu\mathcal{E}. \qquad 4.3.2$$

Pe măsura creşterii intensităţii cîmpului electric aplicat, energia electronilor va creşte ei putînd ocupa nivele energetice din ce în ce mai înalte situate în minimul Γ ; pentru $\mathcal{E} \gtrsim \mathcal{E}_{cr}$, energia lor devine suficientă pentru a depăşi bariera Δ_1 şi un număr tot mai mare de electroni începe să treacă din minimul Γ pe nivelele energetice (libere) din minimul X (fig. 4.8), unde vor avea o masă mai mare şi deci o mobilitate μ_2 mult mai mică. Ca atare viteza purtătorilor şi deci şi valoarea densităţii de curent corespunzătoare se vor micşora. Ţinînd seama şi de concentraţia n_1 a electronilor rămaşi în minimul Γ, densitatea de curent va fi acum dată de

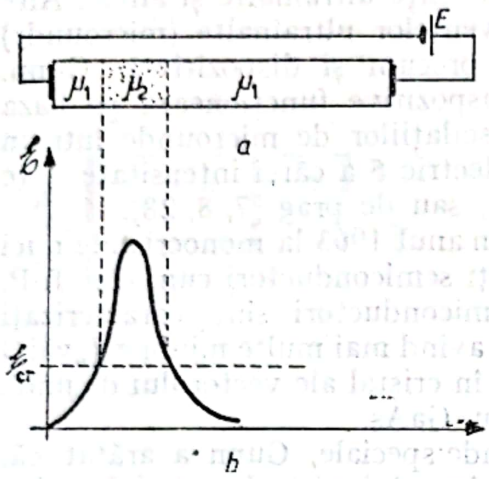


Fig. 4.9

$$J = e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)\mathcal{E} = en_0\bar{\mu}\mathcal{E} = en_0\bar{v} \qquad 4.3.3$$

în care

$$\bar{\mu} = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_1 + n_2} \qquad 4.3.4$$

este mobilitatea medie a electronilor, iar $\bar{v}$ — viteza medie a lor. Pentru $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{cr}$, (cîmpuri foarte intense) este posibil ca majoritatea electronilor să treacă în minimul X, deci $n_2 \gg n_1$ şi curentul J se reduce la

$$J_{n2} \approx en_2\mu_2\mathcal{E}. \qquad 4.3.5$$

Întrucît $\mu_2 \ll \mu_1$, mobilitatea medie, deci şi viteza medie vor scădea astfel încît pentru $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{cr}$ rezultă $J_{n2} < J_{n1}$, iar pe caracteristica J-V apare o porţiune de rezistenţă negativă proprie dispozitivelor electronice folosite pentru generarea oscilaţiilor (fig. 4.10, *a*). O porţiune coborîtoare se observă şi în graficul dependenţei vitezei de mişcare a electronilor în funcţie de intensitatea cîmpului $\mathcal{E}$ (căci $v_2 < v_1$) (fig. 4.10, *b*).

Fizic, formarea domeniului de cîmp înalt se poate explica în felul următor. Se consideră că asupra unei probe de lungime L se aplică un cîmp electric $\mathcal{E}$(fig. 4.9, *a*), care în cazul unui semiconductor (în cazul dat, GaAs) perfect

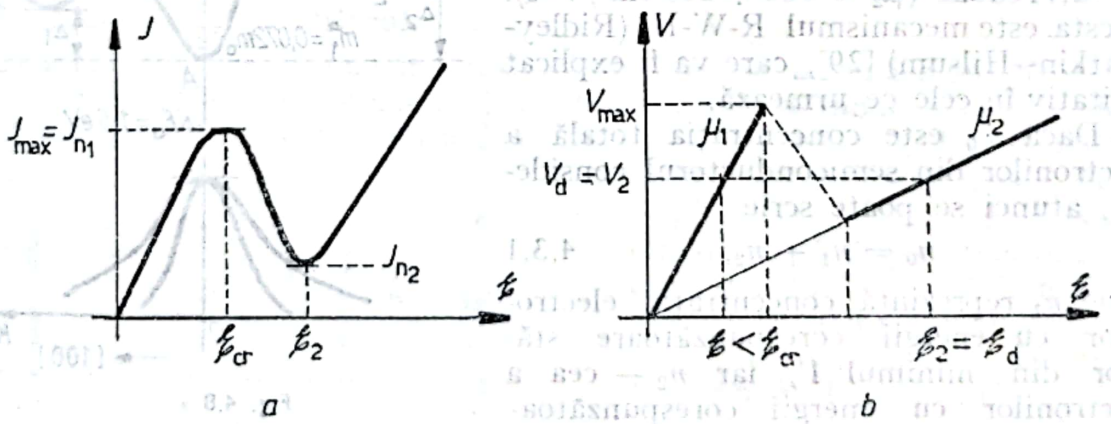


Fig. 4.10.

omogen, se va repartiza aproximativ uniform pe toată lungimea probei. Practic însă, în orice eşantion semiconductor există o oarecare neuniformitate (a perfecţiunii reţelei cristaline, a gradului de dopare etc.) cu o rezistivitate mai mare, ceea ce face ca pe această porţiune (domeniul haşurat în fig. 4.9, *a*)

Scanned with OKEN Scanner

să apară o cădere de tensiune mai mare (proporțională cu valoarea mai ridicată a rezistenței). Datorită faptului că pe respectiva porțiune cîmpul electric aplicat este ceva mai intens decît în restul probei, odată cu mărirea intensității cîmpului extern, valoarea $\mathcal{E}_{cr}$ va fi atinsă mai întîi în această secțiune (fig. 4.9, *b*). Dar pentru $\mathcal{E}_{cr}$ electronii trec în minimul X și în regiunea probei caracterizată prin cîmp înalt apare o creștere a numărului de electroni grei, cu mobilitate mică ceea ce conduce la o acumulare a lor în această regiune (cea haşurată în fig. 4.9, *a*). Micşorîndu-se mobilitatea electronilor, rezistența domeniului crește și mai mult ca atare mai mult se va intensifica valoarea cîmpului în această regiune și respectiv cu atît mai mult vor trece electronii în minimul X și așa mai departe. În urma acestui proces, cu caracter de avalanșă, în regiunea respectivă distribuția cîmpului devine puternic asimetrică, domeniul caracterizîndu-se printr-o valoare ridicată a cîmpului, iar în rest, intensitatea cîmpului devine mai mică decît $\mathcal{E}_{cr}$ întrucît tensiunea aplicată eșantionului de GaAs rămîne aceeași (fig. 4.9).

Zona caracteristică prin acumularea de electroni grei se va deplasa spre anod cu viteza de drift $v_{dr} = v_2$, care datorită, acțiunii cîmpului electric de instensitate mare, este comparabilă cu viteza termică ($\approx 10^7$ cm/s). La stînga și la dreapta acestei zone electronii (ușori) se vor mișca cu o viteză v_1 mult mai mare (avînd μ_1 mai mare); ca urmare electronii din stînga (din urma zonei) vor ajunge rapid pe cei din zonă (mai lenți), mărind acumularea de sarcini negative, iar cei de după zonă se vor îndepărta rapid spre anod lăsînd în urmă o regiune sărăcită în electroni, deci în eșantion apare o regiune de sarcină spațială pozitivă (fig. 4.11 a, *b*). Stratul sarcinii spațiale totale (cu sarcini imobile și mobile) caracterizat printr-o concentrație ridicată a electronilor grei este asociat domeniului de cîmp înalt (fig. 4.11, *c*).

Din figura 4.10, *a*, *b* se vede că viteza domeniului (a electronilor din acesta), $v_{dr} = v_2$ este mai mică decît valoarea maximă v_1 corespunzătoare cîmpului $\mathcal{E}_{cr}$ cînd și curentul prin probă are valoarea maximă (fig. 4.10, *a*). Valoarea

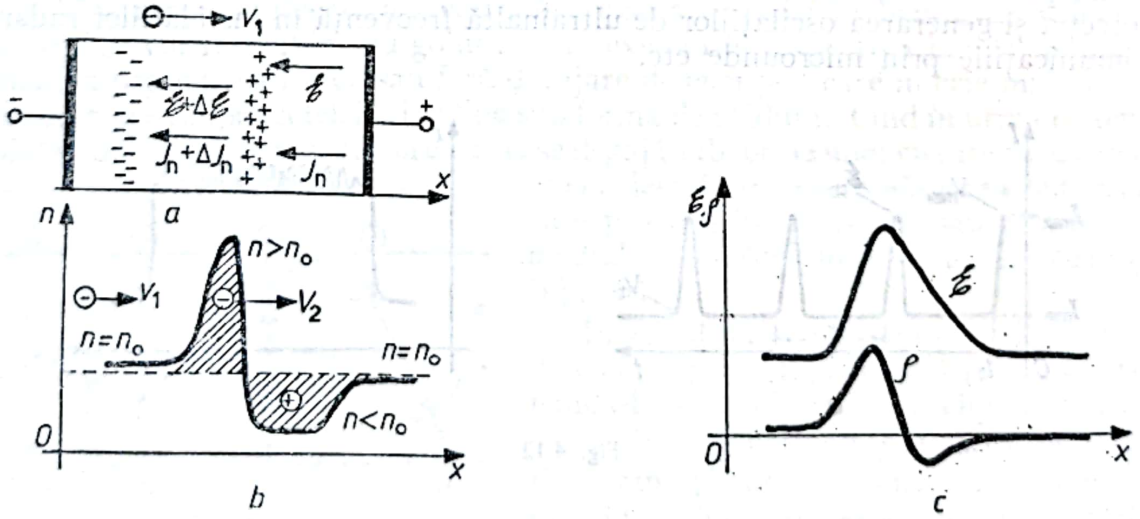


Fig. 4.11

maximă $J_n = J_{max}$ a curentului se stabilește la un timp foarte scurt $t = t_1$, după aplicarea tensiunii, atunci cînd s-a atins $\mathcal{E}_{cr}$ și începe formarea domeniului de cîmp înalt (fig. 4.12, *a*). Formarea domeniului are loc practic instantaneu și curentul scade deci instantaneu de la valoarea $I_{max} = Sen_0v_1$

la valoarea I_{min} corespunzătoare valorii mici v_{dr} a vitezei electronilor care este aceeași cu viteza de deplasare a domeniului, deci

$$I_{min} = Sen_0 v_{dr}, \qquad 4.3.6$$

unde S — reprezintă secțiunea eșantionului semiconductor.

Valoarea minimă a curentului se păstrează pe toată durata deplasării (existenței) domeniului dată de

$$T = \frac{L}{v_{dr}}, \qquad 4.3.7$$

unde L reprezintă lungimea probei. Cum ajunge la anod, domeniul se destramă și curentul prin probă crește brusc din nou, atingînd rapid valoarea $I_{max} = I_{n_1}$ cînd s-a realizat $\mathcal{E}_{cr}$ (în alt punct de neuniformitate a rezistenței, lîngă catod) și începe formarea unui nou domeniu etc. Cum domeniul se formează practic instantaneu, curentul după ce a atins valoarea sa maximă scade aproape imediat la valoarea I_{min} (fig. 4.12). Datorită duratei extrem de mici de formare a domeniului, vîrfurile de curent, din succesiunea de impulsuri din figura 4.12, *a* vor fi foarte ascuțite și fronturile impulsurilor vor fi abrupte. Aceste impulsuri de curent vor determina pe capacitățile și inductanța liniei de transmisie la aparatul de măsură (osciloscop), oscilații de foarte înaltă frecvență, în domeniul microundelor (1 ÷ 30 GHz), în funcție de lungimea probelor (fig. 4.12, *b*). Într-adevăr, deoarece viteza de deplasare v_{dom} a domeniului nu depinde de valoarea cîmpului aplicat din exterior, domeniul deplasîndu-se practic cu viteza de drift v_{dr} ($\approx 10^7$ cm/s), frecvența oscilațiilor este determinată de durata T de parcurgere a probei (v. relația 4.3.7). Pentru $L = 50$ μm, frecvența oscilațiilor rezultă a fi de circa 2 GHz. Astfel pentru o probă de GaAs cu lungimea de $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ cm, la o excitare cu impulsuri de 16 V și durate de circa 10^{-8} s, s-au obținut oscilații de circa 4,5 GHz (fig. 4.12, *b*). Dacă dimensiunile probei scad pînă la cca 10 μm, frecvența oscilațiilor generate poate atinge $\approx$ 30 GHz.

Dispozitivele Gunn (numite uneori și „diode Gunn") se folosesc pentru detecția și generarea oscilațiilor de ultraînaltă frecvență în instalațiilor radar, comunicațiile prin microunde etc.

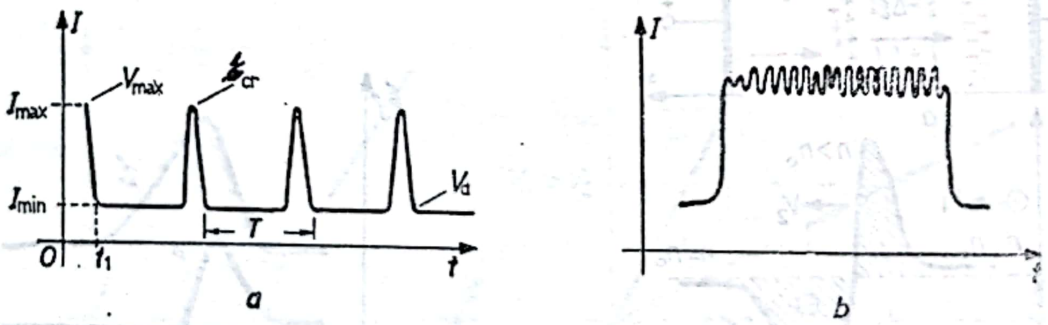


Fig. 4.12

4.4. DISPOZITIVE FOTOELECTRICE ȘI OPTOELECTRONICE

În cazul dispozitivelor fotoelectrice și dispozitivelor și circuitelor optoelectronice, informația poate fi prelucrată (transmisă, recepționată, modulată etc.) atît pe cale optică, cît și pe cale electrică. Dintre cele mai importante dispozitive fotoelectrice pot fi menționate dispozitivele semiconductoare

Scanned with OKEN Scanner

fotoemițătoare și cele fotodetectoare inclusiv dispozitivele fotovoltaice. Pot fi menționate aici fotorezistențele, fotodiodele, fototranzistorii, diodele laser, diodele luminiscente și celulele solare.

Prin optoelectronică, actualmente se înțelege acea ramură a microelectronicii în care, pe lîngă dispozitivele fotoelectrice menționate mai sus, realizate de data aceasta sub formă integrată, se utilizează și dispozitive specifice cum sînt fotocuplorii sau fotoizolatorii, matrici de dispozitive fotoelectrice, senzori de imagini și alte tipuri de dispozitive optoelectronice; alți autori înțeleg prin optoelectronică așa numita optică integrată, sau un anumit capitol al acesteia.

4.4.1. DISPOZITIVE FOTOEMIȚĂTOARE

Dintre dispozitivele fotoemițătoare cu semiconductori, cele mai importante sînt diodele laser, diodele electroluminiscente de tip LED (Light Emitting Diode) și celulele electroluminiscente cu electroluminofori.

Diodele laser cu injecție reprezintă joncțiuni *p-n* în special pe bază de GaAs, GaP și mai ales $GaAs_xP_{1-x}$. Ele sînt caracterizate prin emisie stimulată de lumină coerentă de mare intensitate (amplificată) și de o monocromaticitate ceva mai mică decît în cazul laserilor cu gaz. Diodele laser cu semiconductori reprezintă una dintre cele mai importante surse de radiații optice folosite în comunicațiile prin fibre optice. Pentru detalii a se consulta lucrările [30, 31].

Dintre sursele electroluminiscente cu lumină necoerentă cum sînt luminoforii și diodele electroluminiscente, în continuare ne vom opri asupra acestora din urmă datorită avantajului unei intensități luminoase sporite și a reproductibilității în procesul de fabricare.

Fenomenul de electroluminiscență apare în joncțiunile *p-n* în urma tranzițiilor electronilor din banda de conducție sau de pe nivelele de impurități înapoi în banda de valență sau pe nivelele de impurități de unde au plecat în urma excitării sub acțiunea unor factori externi (fig. 4.13).

Prin tranziția inversă a electronilor excitați înapoi în banda de valență, aceștia se vor recombina cu golurile care existau în respectiva bandă. Recombinarea poate avea loc cu sau fără degajare de energie, care în cele mai multe cazuri trece asupra rețelei cristaline sub formă de căldură. Cînd în urma recombinării unui electron cu un gol energia se degajă sub forma unor cuante de lumină, avem de-a face cu **recombinarea radiativă** care poate fi bandă-bandă sau prin intermediul nivelelor locale de impurități (fig. 4.13).

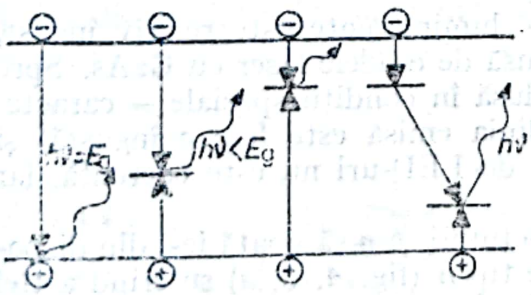


Fig. 4.13

În cazul electroluminiscenței, emisia de cuante poate fi provocată prin tranziții bandă-bandă sub acțiunea cîmpului electric aplicat joncțiunii *p-n* datorită excitării prin aplicarea de tensiuni directe pe joncțiune, ionizării prin șoc și excitării prin efect tunel.

Diodele electroluminiscente (de tip LED) reprezintă așa dar joncțiuni *p-n* (încapsulate) polarizate direct cu tensiuni suficiente pentru a excita electronii din banda de valență. Pentru aplicații este necesar ca numărul recombinărilor radiative să depășească cu mult pe cel al recombinărilor neînsoțite de emisie de lumină, adică randamentul „cuantic" sau de emisie (de

Scanned with OKEN Scanner

cuante) al diodelor să fie cît mai bun. Foarte convenabile din acest punct de vedere sînt diodele electroluminiscente din materiale semiconductoare compuse de tipul A^3B^5 cum sînt GaAs, GaP, precum și carbura de siliciu (SiC).

Pentru ca fotonii emiși să corespundă radiației din domeniul optic vizibil este necesar ca lărgimea E_g a benzii interzise a semiconductorului sau distanțele dintre nivelele între care au loc tranzițiile (fig. 4.13) să fie suficient de mare ($E_g > 1{,}7$ eV). Dacă $h\nu$ reprezintă energia cuantei de radiație, atunci din condiția

$$h\nu \gtrsim E_g, \qquad 4.4.1$$

rezultă lungimea de undă a radiației emise datorită recombinărilor radiative

$$\lambda \lesssim \frac{hc}{E_g}, \qquad 4.4.2$$

în care c—este viteza luminii în vid (aer). Cum GaAs are $E_g \simeq 1{,}43$ eV, radiația emisă în urma recombinărilor radiative se află în domeniul infraroșului apropiat ($\lambda = 0{,}9$ μm), diodele respective neputînd fi folosite pentru indicatori în vizibil.

Fosfura de galiu (GaP) are $E_g \approx 2{,}1$ eV și poate emite cuante luminoase în domeniul verde ($\lambda \simeq 560$ nm), dar cristalele pure de GaP sînt greu de obținut. O combinație între cele două materiale sub formă de soluție solidă GaAs — GaP (care se notează de regulă cu $GaAs_{1-x}P_x$; $0 \leqslant x \leqslant 1$), permite obținerea unor diode care pot emite în diferite domenii ale spectrului vizibil, de la verde spre infraroșu, datorită variației benzii interzise odată cu valoarea fracțiunii x (tabel 4.1).

Tabel 4.1

Nr. crt	Semiconductor	Culoarea luminii emise	Lungimea de undă a radiației emise (în nm)
1	GaAs	infraroșu	920
2	$GaAs_{0.6}P_{0.4}$	roșu	660
3	$GaAs_{0.5}O_{0.5}$	portocaliu	610
4	$GaAs_{0.15}O_{0.85}$	galben	590
5	GaP	verde	560

Domeniul spectral în care emit diodele luminiscente este relativ îngust, dar mult mai larg decît radiația laser produsă de diodele laser cu GaAs. Spre deosebire de radiația laser — care este produsă în condiții speciale — caracterizată printr-o mare monocromaticitate (linia emisă este foarte îngustă) și prin coerența luminii emise, lumina emisă de LED-uri nu este coerentă, iar intensitatea nu este mare (fig. 4.14).

Pentru ca radiația emisă în regiunea joncțiunii p-n să poată ieși din dispozitiv, trebuie să străbată stratul difuzat de tip n (fig. 4.15, *a*) suferind astfel o atenuare. Se preferă straturile difuzate de tip n deoarece absorbția în straturile de tip p este cu mult mai mare.

Diferite tipuri constructive ale diodelor electroluminiscente sînt reprezentate în figura 4.15, *b*, *c*, *d*. Chiar pentru un randament cuantic intern mare de emisie, datorită indicelui de refracție ridicat al materialului semiconductor, o mare parte din radiația internă suferă o reflexie internă totală astfel încît în exterior se obține o radiație mult atenuată. Vor putea ieși prin granița de

Scanned with OKEN Scanner

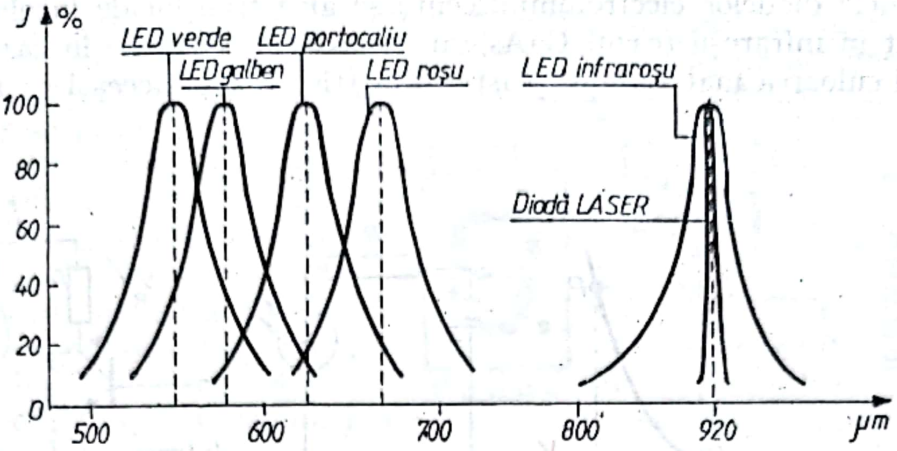


Fig. 4.14

separare semiconductor/mediu (aer) numai cuantele emise sub un unghi $\varphi < \varphi_{critic}$ în care

$$\varphi_{critic} = \arcsin \frac{1}{n_s} \qquad 4.4.3$$

n_s fiind indicele de refracţie al materialului semiconductor. Pentru mediul extern — care este aerul — se ia $n_m = 1$. Întrucît n_s variază între 3,3 şi 3,6 pentru GaP şi respectiv GaAs rezultă că $\varphi_{cr} \lesssim 10 - 16°$. Astfel numai cîteva procente din radiaţia generată poate ieşi în exterior din LED-urile în construcţie planară (fig. 4.15, *b*) ceea ce este evident nesatisfăcător. Pentru a îmbunătăţi randamentul extern al radiaţiei se utilizează regiuni n (difuzate) sub formă de emisferă (fig. 4.15, *c*) sau o structură planară acoperită cu o emisferă transparentă (din plastic, sticlă) (fig. 4.15, *d*).

La LED-urile cu structură emisferică, pentru întreaga suprafaţă semisferică unghiul de cădere φ al radiaţiei emise este sub unghiul critic de reflexie internă totală, numai dacă raportul razelor de curbură se află în relaţia (v. fig. 4.15, *c*),

$$\frac{R}{r} \gtrsim \frac{n_s}{n_{mediu}}, \qquad 4.4.4$$

în care n_{mediu} este indicele de refracţie al mediului (sticlă, plastic) ce înconjoară dioda electroluminiscentă. Pentru a mări unghiul critic se impune ca n_{mediu} să fie de asemenea mare, eventual mai mare decît n_s.

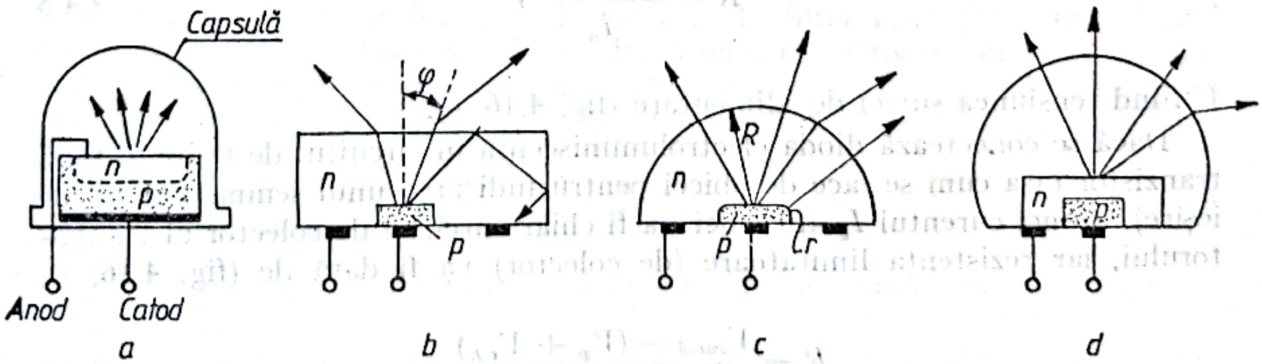


Fig. 4.15

Capsulele diodelor electroluminiscente se aleg translucide incolore atunci cînd emit în infraroșu (cazul GaAs) sau translucide colorate în cazul emisiei în vizibil culoarea materialului plastic (sau sticlă) fiind aceeași cu a radiației emise.

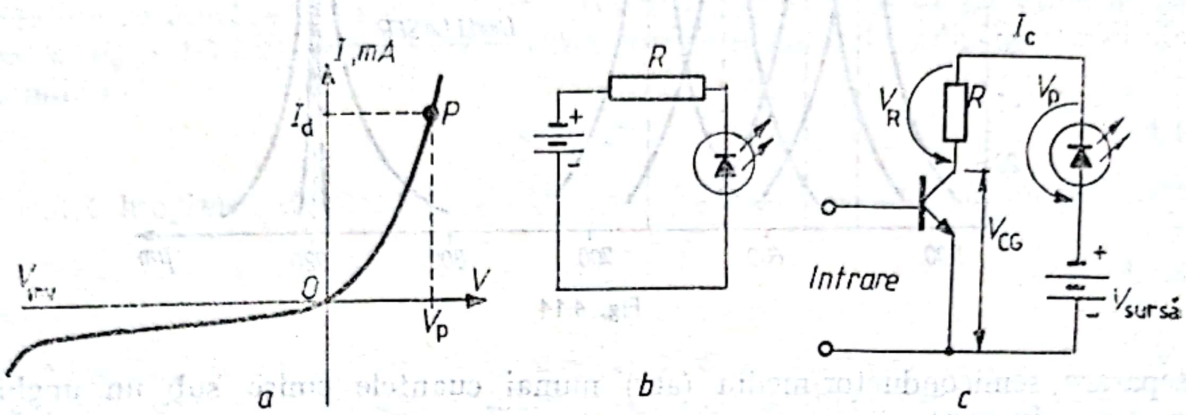


Fig. 4.16

Pentru utilizarea practică a LED-urilor se va ține seama de parametrii optici (caracteristica spectrală de emisie, intensitatea luminii emise) și mai ales de parametrii electrici maximi admiși. Dintre aceștia din urmă trebuie menționați:

— Tensiunea V_p de „deschidere" a joncțiunii p-n (polarizate direct), care variază de la 1,2 V pentru LED-urile ce emit în infraroșu pînă la 3V pentru cele care emit în galben-verde.

— Curentul direct maxim (I_{dmax}), care este de ordinul a 10—50 mA (în funcție de tipul diodei).

— Tensiunea inversă admisă V_{inv} care poate să fie de numai 3—10 volți.

În figura 4.16, *a* se arată caracteristica I-V a unei diode electroluminiscente. Pentru ca dioda să lucreze trebuie să fie polarizată direct, fixînd punctul de funcționare, P, în regiunea primului cadran al caracteristicii. Curentul I_d care corespunde acestui punct este determinat de rezistența limitatoare R care trebuie inclusă întotdeauna în serie cu LED-ul (fig. 4.16, *b*). Valoarea rezistenței R este impusă de valoarea I_d a curentului maxim admis prin diodă, adică

$$R = \frac{V - V_p}{I_d}, \qquad 4.4.5$$

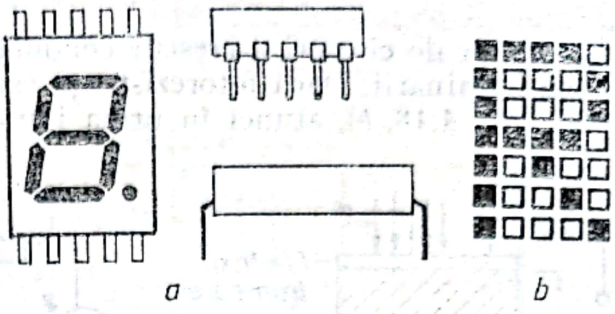
V fiind tensiunea sursei de alimentare (fig. 4.16, *b*).

Dacă se conectează dioda electroluminiscentă în circuitul de ieșire al unui tranzistor (așa cum se face de obicei pentru indicarea unui semnal-curent de ieșire), atunci curentul I_d al diodei va fi chiar curentul de colector al tranzistorului, iar rezistența limitatoare (de colector) va fi dată de (fig. 4.16, *c*).

$$R = \frac{V_{sursă} - (V_p + V_{CE})}{I_d}. \qquad 4.4.6$$

Scanned with OKEN Scanner

Suprafața joncțiunii *p-n* emițătoare de lumină este de obicei mică, cca 1 mm² sau chiar mai puțin, fiind limitată de valoarea parametrilor surselor de alimentare pentru schemele obișnuite (de regulă 10 — 50 mA). Cu ajutorul LED-urilor se pot construi panouri indicatoare [1] și matrici care pot reproduce cifre arabe sau litere (așa-numitul afișaj alfanumeric) (figura 4.17, *a*, *b*).



a *b*

Fig. 4.17

Pentru afișarea numai a cifrelor se folosește de regulă ansamblul de șapte segmente luminoase (fig. 4.17, *a*) alcătuit fie din șapte joncțiuni *p-n* separate, fie prin realizarea a șapte joncțiuni *p-n* pe același monocristal de bază (suport). Uneori — în funcție de dimensiunile impuse matricei de afișare deci și a segmenților individuali — este nevoie de mai multe diode „punctiforme" pentru luminarea fiecărui segment ceea ce conduce la mărirea prețului celulei de afișaj și a consumului. Alegerea unei construcții „cuib" cu pereții reflectători și mască translucidă colorată (ca la LED-urile individuale) permite iluminarea unui segment de 3—5 mm lungime cu o singură joncțiune *p-n* electroluminiscentă.

Pentru a obține și afișarea literelor se folosesc matrici cu $5 \times 7 = 35$ puncte dispuse ca în figura 4.17, *b*. Fiecare punct luminos — care constituie o joncțiune *p-n* individuală — este acționat independent cu ajutorul unor circuite electronice speciale, în vederea obținerii diferitelor cifre sau litere. Asemenea ansambluri de afișare sînt deosebit de utile și ca atare și folosite în tehnica de calcul, aparatură numerică de măsură și în automatizări.

4.4.2 DISPOZITIVE FOTORECEPTOARE

4.4.2.1. FOTOREZISTENȚE

Dispozitivele fotoreceptoare sînt dispozitive care recepționează și transformă semnalele optice în semnale electrice. Dintre cele mai importante dispozitive fotoreceptoare se pot menționa: fotorezistența, fotodioda și fototranzistorii. Se mai utilizează (în cazuri speciale), diodele *p-i-n*, fototranzistorii cu efect de cîmp, fototiristorii sau alte structuri fotoreceptoare de tip *p-n-p-n* etc.

Fotorezistorul (mai folosită denumirea de fotorezistență) este cel mai simplu fotoreceptor. El constă dintr-o lamă semiconductoare sau un strat subțire semiconductor, cu două contacte ohmice (electrozi) (fig. 4.18, *a*). Dacă σ_i reprezintă creșterea conductibilității (electrice) în urma iluminării, atunci conductibilitatea totală σ_t va fi

$$\sigma_t = \sigma_i + \sigma_i, \qquad 4.4.7$$

unde σ_i reprezintă conductibilitatea în absența iluminării (la întuneric).

[1] În Japonia, se preconizează realizarea de panouri monolit de afișaj cu un mare număr ($350 \times 250 = 78\,600$) de LED-uri incorporate avînd ca țel înlocuirea tuburilor cinescop v. Sharp Graphic Display).

Scanned with OKEN Scanner

Călitatea unei fotorezistențe este dată de raportul

$$M = \frac{\sigma_i}{\sigma_t}, \qquad 4.4.8$$

care arată de cîte ori a crescut conductibilitatea (totală) a fotorezistenței în urma iluminării. Dacă fotorezistența este conectată în serie cu o baterie electrică (fig. 4.18, *b*), atunci în urma iluminării prin circuit va curge curentul

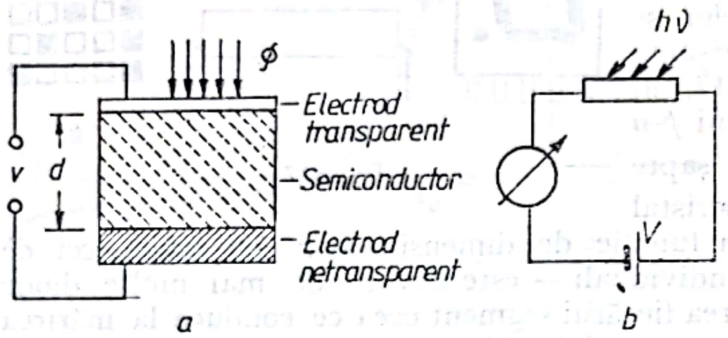


Fig. 4.18

$$I_f = \frac{V_f}{R_f} \qquad 4.4.9$$

în care V_f reprezintă tensiunea aplicată fotorezistenței, iar R_f — rezistența totală a dispozitivului supus unui flux luminos de intensitate Φ. Rezistența R_f se poate pune sub forma

$$R_f = \frac{1}{b\sigma_f} \qquad 4.4.10$$

în care $\sigma_f = \sigma_i$ — este conductibilitatea totală a semiconductorului, iar b — un factor de proporționalitate. Atunci 4.4.9 devine

$$I_f = b\sigma_f V_f \qquad 4.4.11$$

adică dependența curentului în funcție de tensiunea aplicată fotorezistenței, la temperatură și iluminare constante, are un caracter liniar (la V_f nu prea mari).

Materialele din care se realizează fotorezistențele sînt sulfurile, seleniurile și telururile diferitelor elemente, precum și compuși de tipul A^3B^5. Mai utilizate sînt PbS, PbTe, PbSe, InSb, Ge pentru infraroșu, iar pentru vizibil și ultravioletul apropiat: CdS, CdSe și Tl_2S.

4.4.2.2. FOTODIODE. FOTOTRANZISTORI. CELULE SOLARE

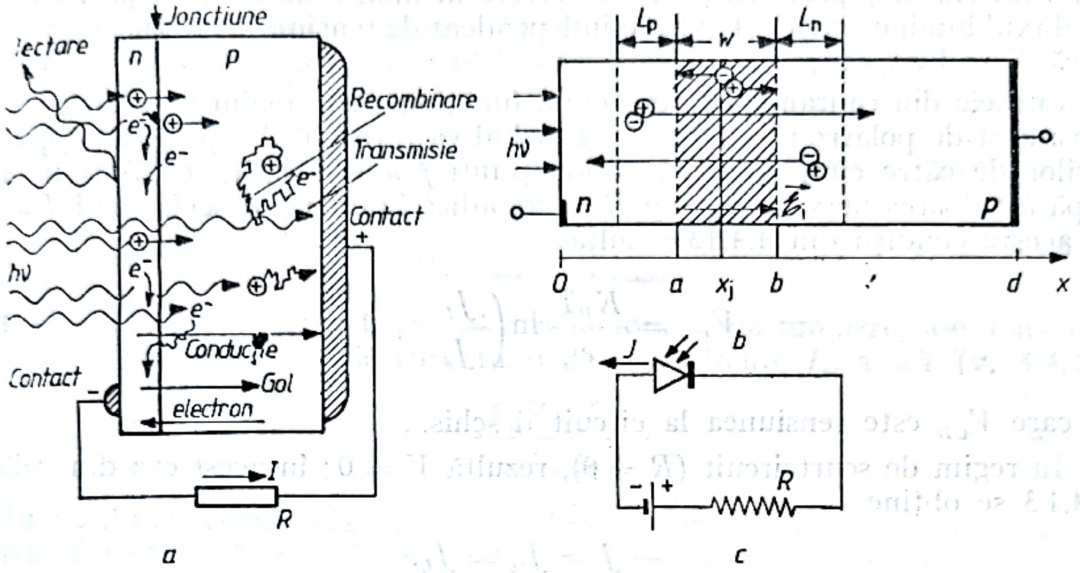
Fotodiodele sînt diode semiconductoare (cu homojoncțiuni *p-n* sau cu heterojoncțiuni), fotosensibile în care curentul invers de saturație J_s poate fi modulat de către un flux de lumină. Construcția fotodiodei asigură ca partea cea mai mare a radiației incidente să pătrundă pînă în regiunea joncțiunii *p-n* unde, fiind absorbite, pot crea perechi de purtători electron-gol care sînt purtători suplimentari față de concentrația de echilibru (fig. 4.19). Numai fotonii care au energia $h\nu$ mai mare sau cel mult egală cu lărgimea E_g a benzii interzise vor fi capabili să producă saltul electronilor din banda de valență în cea de conducție adică să ducă la formarea de perechi gol-electron.

Cuantele de lumină vor fi absorbite cu preponderență în stratul difuzat (de obicei de tip *n*) (fig. 4.19, *a*) și chiar în această regiune vor fi generate majoritatea perechilor electron-gol. În urma difuziei, fotopurtătorii generați vor ajunge la joncțiunea *p-n* unde sînt separați sub acțiunea cîmpului de barieră (de difuzie) existent acolo (v. capitolul 3), golurile fiind dirijate spre regiunea *p*, iar electronii spre regiunea *n* (fig. 4.19, *b*). Astfel sub acțiunea iluminării, în regiunea *n* se acumulează electroni, deci rezultă o sarcină negativă suplimentară, iar regiunea *p* apare încărcată pozitiv, adică la bornele joncțiunii

Scanned with OKEN Scanner

p-n apare o tensiune V_L care polarizează joncțiunea p-n în sens direct. Dacă circuitul extern se închide printr-o rezistență de sarcină R, atunci electronii în surplus din regiunea n se vor deplasa prin circuitul exterior spre regiunea p dînd naștere unui curent electric J_L datorit iluminării fotodiodei (fig. 4.19,c).

Astfel o joncțiune p-n special construită din semiconductori cu E_g cuprins între 1,0 și 2,0 eV cum sînt Si, GaAs, CdTe etc., poate genera curent electric



Fiig. 4.19

sub acțiunea cuantelor luminoase, adică transformă direct energia luminoasă — de regulă energia solară — în energie electrică, dispozitivul lucrînd în regim de **celulă solară (element fotovoltaic)**.

În figura 4.20 sînt reprezentate cîteva caracteristici J-V ale unei celule solare pentru diferite nivele de iluminare. Fiind o structură de diodă cu joncțiune p-n, în absența iluminării ($\Phi = 0$), ea va avea caracteristica J-V proprie unei diode fiind descrisă de relația cunoscută (v. 3.2.47 ; 3.2.51)

$$J = J_s\left(e^{\frac{eV}{K_BT}} - 1\right) \qquad 4.4.12$$

în care J_s reprezintă curentul invers de saturație. Pentru diferite nivele de iluminare Φ_1, Φ_2, Φ_3..., caracteristica J-V se modifică datorită apariției fotocurentului J_L ca urmare a generării de perechi de purtători de către fotonii absorbiți în semiconductor. Datorită faptului că sensul de deplasare al fotopurtătorilor este astfel încît sensul fotocurentului este opus curentului de difuzie caracteristic unei diode polarizate direct, prin rezistența de sarcină R va curge curentul rezultant

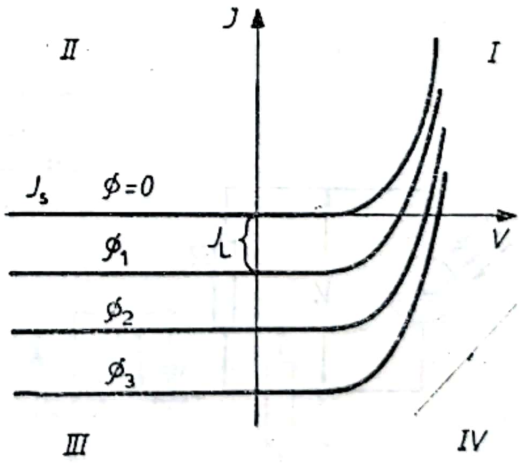


Fig. 4.20

$$J = J_s\left(e^{\frac{eV}{K_BT}} - 1\right) - J_L. \qquad 4.4.13$$

Regiunile caracteristicilor situate în cadranul III al planului J-V (fig. 4.20) corespund regimului de fotodiodă, adică reprezintă funcționarea dispozitivului în condițiile polarizării inverse cu o tensiune auxiliară E (fig. 4.19, *c*).

În absența iluminării, în circuit va fi prezent numai curentul J_s al fotodiodei (curentul de întuneric) care este de obicei mic. Cînd fotodioda este iluminată cu radiații a căror energie $h\nu$ depășește valoarea E_g a benzii interzise, curentul (invers) prin circuit poate crește în mod semnificativ, proporțional cu fluxul luminos incident și fiind independent de tensiunea externă V aplicată dacă $V < V_{străpungere}$.

Curbele din cadranul IV corespund funcționării în regim de celulă solară, tensiunea de polarizare directă V, apărînd ca rezultat al separării fotopurtătorilor de către cîmpul intern al joncțiunii p-n (fig. 4.21, *a*). Tensiunea V capătă valoarea maximă pentru $R = \infty$, adică în circuit deschis, cînd $J = 0$; în aceste condiții din 4.4.13 rezultă

$$V_{CD} = \frac{K_B T}{e} \ln\left(\frac{J_L}{J_s} + 1\right) \qquad 4.4.14$$

în care V_{CD} este tensiunea la circuit deschis.

În regim de scurtcircuit ($R = 0$), rezultă $V = 0$; în acest caz din relația 4.4.13 se obține

$$-J = J_{sc} = J_L, \qquad 4.4.15$$

adică mărimea curentului de iluminare este egală cu valoarea curentului de scurtcircuit.

Pentru valoarea J_{sc} (cînd $V = 0$), cît și pentru V_{CD} (cînd $J = 0$) celula solară nu poate debita putere pe rezistența de sarcină. Puterea maximă care poate fi livrată în exterior (pe o rezistență de sarcină) este dată de [11]

$$P_{max} = V_m I_m, \qquad 4.4.16$$

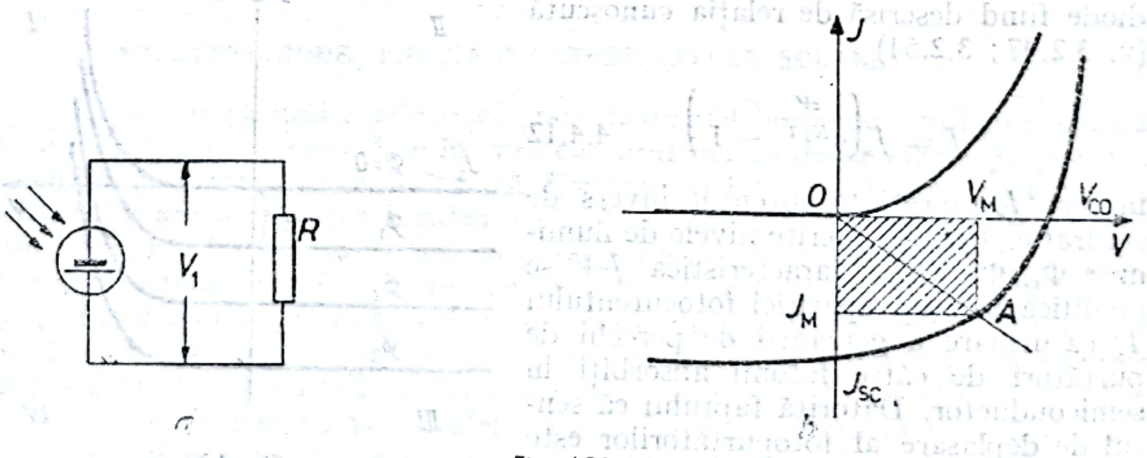


Fig. 4.21

ea fiind proporțională cu suprafața dreptunghiulară maximă care poate fi înscrisă în cadranul IV în interiorul curbei caracteristice pentru iluminarea considerată (fig. 4.21, *b*). Panta dreptei de sarcină $0A$ din figura 4.21, *b* este determinată de valoarea rezistenței de sarcină R.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru a exprima P_{max} în funcție de produsul $V_{CD}J_{sc}$ se folosește noțiunea de factor de curbură (al caracteristicii J-V) C_F sau factor de umplere definit prin raportul [11]

$$C_F = \frac{J_m V_m}{V_{CD} J_{sc}}, \qquad 4.4.17$$

acest factor constituind o măsură cantitativă a „rectangularității" curbei J-V a celulei solare. Este evident că întotdeauna $C_F < 1$, deci cu cît valoarea acestui factor este mai mare, cu atît mai multă putere activă va putea fi livrată de celulă unei rezistențe externe de sarcină.

Randamentul de conversie ale celulei solare, definit prin raportul

$$\eta = \frac{P_{ieșire}}{P_{incidentă}} = \frac{V_m J_m}{P_{radiație}}, \qquad 4.4.18$$

va fi determinat deci direct de valorile factorului de umplere, ale tensiunii în circuit deschis V_{CD} și ale curentului de scurtcircuit J_{sc} adică (v. 4.4.17)

$$\eta = \frac{C_F V_{CD} J_{sc}}{P_{solară}}. \qquad 4.4.19$$

În cazul unei celule solare reale în calculul tensiunii V_{CD}, deci și al randamentului, trebuie să se țină seama de pierderile pe rezistența serie R_s internă (a materialului semiconductor, contactelor etc.) cît și de rezistența șunt (de pierderi) care în general este destul de mare. Schema echivalentă a celulei solare este reprezentată în figura 4.22, J_d fiind curentul prin diodă (descris de relația 4.4.12). Dacă V_R este tensiunea debitată pe sarcina R, se vede că

$$V_R = V - I_L R_s. \qquad 4.4.20$$

Neglijînd pe R_{sh} care este foarte mare ($R_{sh} \approx \infty$), se obține pentru J

$$J = J_s\left(e^{\frac{e(V-I_L R_s)}{K_B T}} - 1\right) - J_L. \qquad 4.4.21$$

Cele mai bune celule solare au atins actualmente randamente de cca 18% pentru Si, 21% pentru GaAs și cca 10% pentru CdS (în construcție peliculară cu heterojoncțiune Cu_2S — CdS) [11]. Asemenea dispozitive se folosesc deja pe scară largă pentru obținerea energiei electrice, pe cale nepoluantă, direct din energie solară în special pentru aplicații în spațiul extraterestru, dar și cu mari perspective pentru energetica terestră [11].

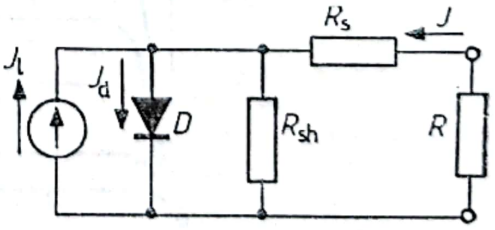


Fig. 4.22

Deși au același principiu de funcționare, regimul de lucru diferind în funcție de faptul dacă se utilizează sau nu o sursă auxiliară de curent, **fotodiodele** comportă și anumite deosebiri constructive și de parametri față de celulele solare. Folosirea celulelor fotovoltaice în locul fotodiodelor este uneori posibilă iar în unele cazuri necesară (cazul exponometrelor) și nu comportă dificultăți decît în ceea ce privește unidirecționalitatea care este cu mult mai bine definită în cazul fotodiodelor. Acestea din urmă pot fi mult mai sensibile, dar

Scanned with OKEN Scanner

de regulă, nu se pot utiliza drept celule solare datorită suprafeței receptoare mici, curenților mici debitați, randamentului mai scăzut etc. În schimb, spre deo- sebire de celulele fotovoltaice, fotodiodele pot lucra la tensiuni inverse apreciabile (zeci și uneori și sute de volți).

Fototranzistorul este de fapt un tranzistor bipolar cu joncțiuni plane, completat cu o fotodiodă (fig. 4.23, *a*). Indiferent dacă tranzistorul din alcătuirea sa este de tip *n-p-n* sau *p-n-p* pentru conectarea în circuitele electronice fototranzistorul are joncțiunea emitor-bază polarizată direct, iar cea a colectorului polarizată invers (fig. 4.23, *b*). Deschiderea fototranzistorului are loc prin iluminarea regiunii bazei — care are o suprafață expusă mai mare decît la tranzistorii obișnuiți — și injectarea, astfel, de purtători de neechilibru în regiunea colectorului. Contactul bazei poate astfel să fie prezent sau nu în circuit. La întuneric ($\Phi = 0$) prin dispozitiv (în montaj EC) va curge numai curentul de întuneric (v. 3.6.25 și 3.6.26):

$$I_i = \frac{I_{CB_0}}{1 - \alpha_B} = I_{CE_0}. \qquad 4.4.22$$

Sub acțiunea luminii ($\Phi \neq 0$), curentul invers al fotodiodei asociate (figura 4.23, *c*) crește, mărind astfel curentul care intră în baza tranzistorului. Astfel la diferite iluminări ale fotodiodei se obțin diferite valori ale curentului de colector, obținîndu-se familia de caracteristici curent-tensiune ale fototranzistorului de tip *n-p-n* considerat (fig. 4.23, *d*). Caracteristicile I-V sînt foarte asemănătoare cu ale unui tranzistor *n-p-n*, dar în loc de I_B luat ca parametru, aici sînt luate diferite valori ale fluxului luminos.

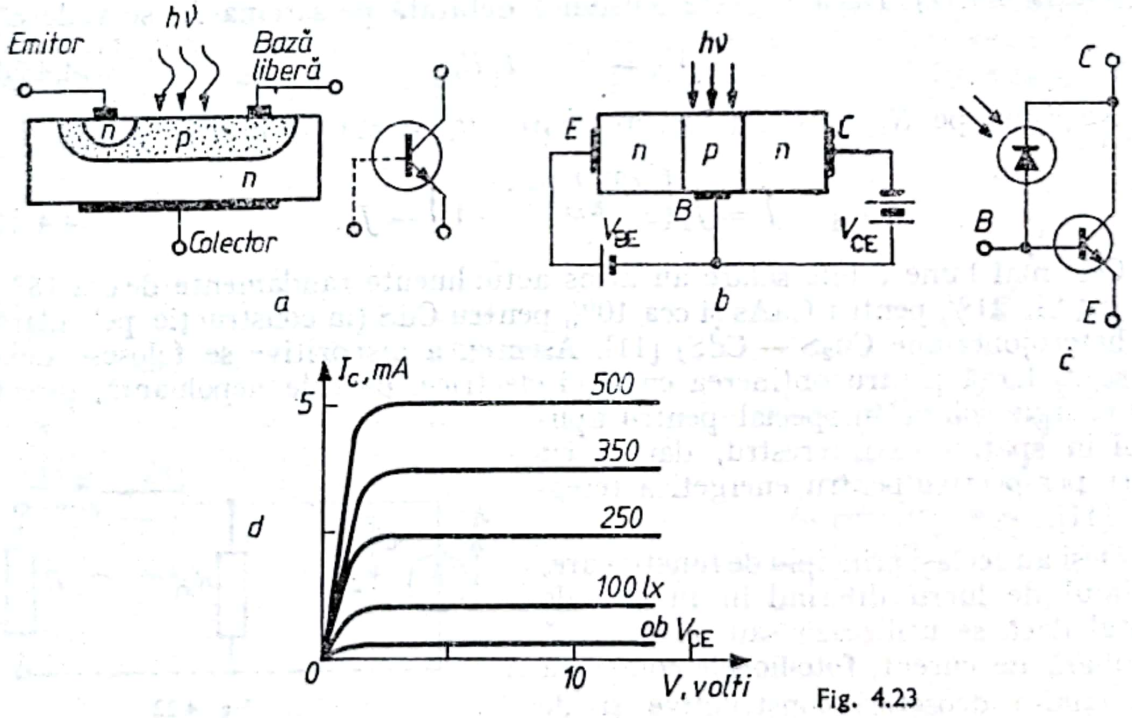


Fig. 4.23

În comparație cu fotodiodele, sensibilitatea unui fototranzistor, realizat cu același semiconductor și cu aceeași arie fotosensibilă, este de zeci sau de sute de ori mai mare, datorită amplificării. Curentul de întuneric este însă mult mai mare (v. și 4.4.22) datorită valorii apropiate de unitate a factorului α_B.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru a mări și mai mult sensibilitatea dispozitivului și a îmbunătăți gradul de directivitate se folosesc capsule prevăzute cu lentile speciale pentru concentrarea luminii pe suprafața fotosensibilă.

Prin extindere față de fototranzistor se poate menționa aici și **fototiristorul** care este alcătuit ca un tiristor obișnuit (cu trei foncțiuni), polarizat în mod

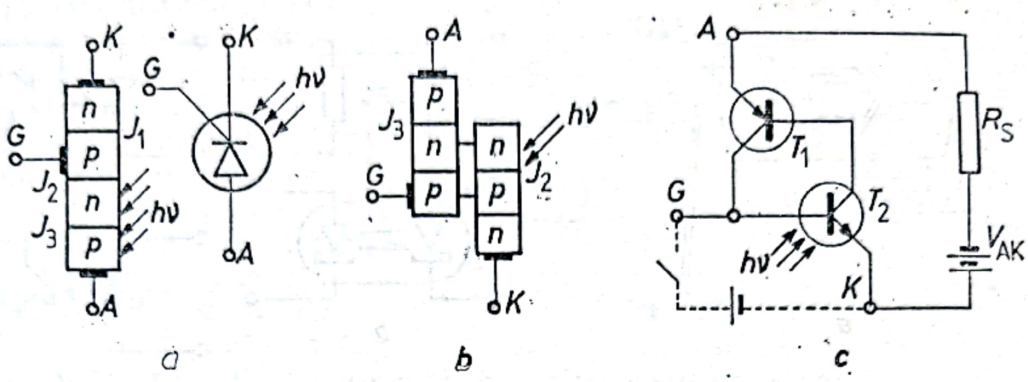


Fig. 4.24

corespunzător, dar la care comanda se face prin intermediul unui impuls luminos aplicat pe una din joncțiuni (fig. 4.24, *a*).

Funcționarea unui fototiristor poate fi simulată prin cuplarea unui tranzistor T_1 cu un fototranzistor T_2 montați ca în figura 4.24, *b* și reprezentați prin schema „echivalentă" din figura 4.24, *c*. Aplicînd o tensiune directă între anod A și catod K (fără semnal pe poarta G), prin circuit (dispozitiv) trece doar curentul rezidual (al joncțiunii J_2, polarizată invers, v, § 4.2). Intrarea în conducție a fototranzistorului T_2 are loc numai în urma trimiterii unui semnal luminos pe bază, astfel luînd naștere fotopurtători liberi, deci un curent I_{B2} care produce amorsarea (în avalanșă) a întregului dispozitiv.

4.4.3. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

În optoelectronică sînt folosite de asemenea dispozitive fotoelectrice (fotorezistențe, fototranzistori, fototiristori etc.) mai ales sub formă microminiaturizată și integrată în diferite ansambluri microelectronice. Legăturile optice dintre fotoemițători și fotoreceptori sînt asigurate prin medii dielectrice speciale (aer, sticle) sau prin **fibre optice** (cînd transmisia se face la distanță).

Unul dintre cele mai importante și simple dispozitive optoelectronice este **fotocuplorul** sau **optronul elementar**, format dintr-un fotoemițător și un fotoreceptor legați între ei printr-un mediu optic (aer, microghid optic) (fig. 4.25, *a*). În majoritatea cazurilor fotoemițătorul este o diodă electroluminiscentă, pe cînd fotoreceptorul poate fi o fotorezistență sau o fotodiodă (fig. 4.25, *b*), un fototranzistor (fig. 4.25, *c*) sau un fototiristor. În unele cazuri se utilizează fototranzistori compuși (în așa-numitul montaj Darlington (fig. 4.25, *d*), aceștia din urmă permițînd o mare amplificare a fotocurentului generat [8]. În practică cel mai adesea se realizează fotocuplori cu LED-uri pe bază de GaAs ($\lambda \simeq 0{,}9$ μm) și fotodiode sau fototranzistori cu Si care prezintă maximul de sensibilitate spectrală tot în domeniul $\lambda \simeq 0{,}9$ μm (v. [8, 10, 11]).

Principalul avantaj al fotocuplorilor și al dispozitivelor optoelectronice în general, constă în separarea electrică a ieșirii față de intrare, adică dispozitivul nu prezintă reacție internă sau legături parazite. Acest lucru este deosebit de

Scanned with OKEN Scanner

important în echipamente de transmitere și prelucrare a datelor în tehnica digitală și de calcul în general.

Alt avantaj al dispozitivelor optoelectronice constă în aceea că prelucrarea semnalelor se poate face atît pe cale electrică cît și pe cale optică sau simultan, fapt care permite obținerea de circuite basculante sau de circuite logice etc.,

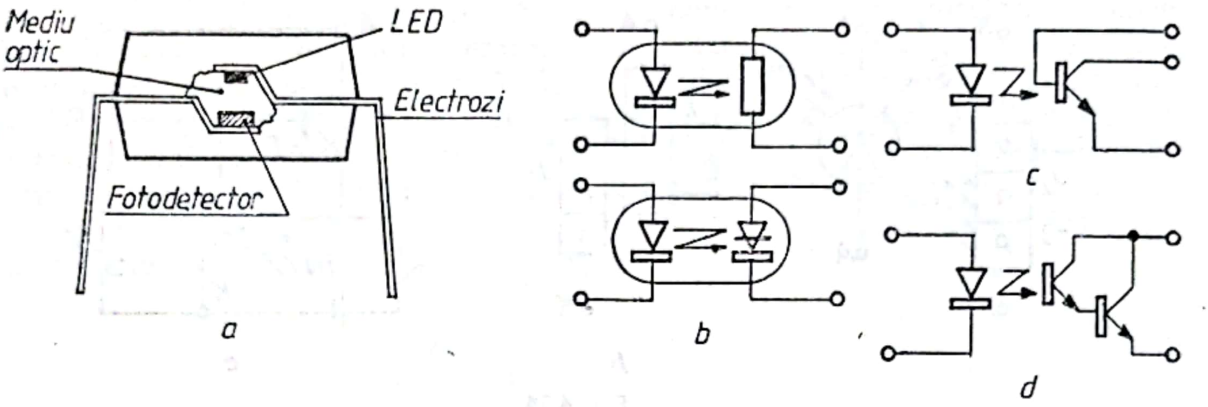


Fig. 4.25

deosebit de utile în așa numitele „calculatoare optice" și în optica integrată în general. În figura 4.26, *a* se arată schema electrică a unui fotocuplor cu reacție pozitivă (optică sau electrică), iar în figura 4.26, *b* se arată caracteristica sa curent-tensiune. Un asemenea dispozitiv are două intrări și două ieșiri datorită celor două moduri de aplicare a semnalului. Constructiv este astfel realizat încît o parte din radiația emisă să cadă pe fotoreceptor, ducînd la micșorarea rezistenței acestuia și la creșterea puternică a curentului în circuit (pentru o tensiune constantă aplicată la intrare). De asemenea, dacă se mărește tensiunea pînă cînd este amorsată dioda luminiscentă, radiația emisă căzînd pe fotoreceptor va conduce la creșterea apreciabilă a curentului (fig. 4.26, *b*).

Un fotocuplor numai cu legătură electrică între elementele sale va putea fi folosit pentru amplificarea semnalului luminos care cade pe fotorezistența din componența sa. Se pot realiza de asemenea fotocuplori cu reacție negativă etc.

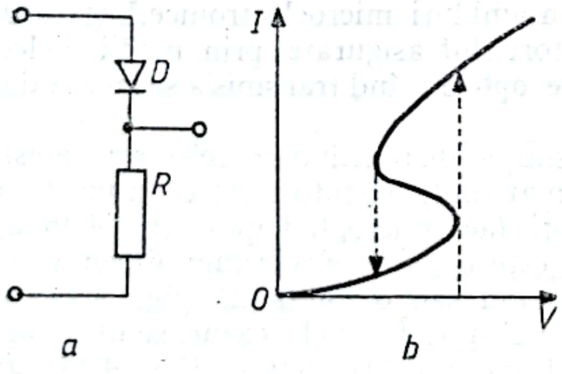


Fig. 4.26

O clasă specială de dispozitive optoelectronice o constituie **dispozitivele cu cuplare de sarcini** sau cu **transfer de sarcini**[2] cunoscute uneori sub denumirea de **senzori de imagine.**

Dispozitivele cu cuplare de sarcini (CCD) sînt structuri de tip MOS funcționînd pe baza efectului de cîmp. Inițial efectul aplicării unei tensiuni negative pe poartă, la o structură MOS cu semiconductor de tip *n*, (fig. 4.27, *a*), este golirea de purtători majoritari a regiunii de la interfață. Apoi purtătorii minoritari (aici golurile), generați termic în masa semiconductorului vor fi atrași la interfață unde se vor acumula sub formă de sarcină pozitivă (este

[2] În limba engleză: CCD (Charge-Coupled Device) sau CTD (Charge-Transfer Device)

Scanned with OKEN Scanner

vorba despre goluri !) în groapa de potențial creată în urma aplicării tensiunii $V_G < 0$ (fig. 4.27, *b*).

Dispozitivele cu cuplare de sarcină se realizează sub forma unor structuri MOS cu mai mulți electrozi poartă (fig. 4.27, *b*) cel mai adesea sub formă integrată, utilizate ca registre de deplasare, memorii, senzori de imagini etc. În gropile de potențial create în dreptul electrozilor metalici cărora li se aplică tensiuni corespunzătoare pot fi astfel stocate pachete de sarcini (pozitive) injectate într-un mod oarecare (printr-o joncțiune *p-n* sau prin iluminare și formare de perechi). De regulă prezența sarcinii într-o groapă de potențial echivalează cu înscrierea unui bit „1", iar absența sarcinii constituie starea logică „0" [3]. Transferul sarcinii de la o celulă la alta are loc prin transferul sarcinii stocate dintr-o groapă de potențial în altă groapă de potențial care se află sub un electrod cu potențial mult mai negativ (groapa mai adîncă) (figura 4.28). Dacă V_s este tensiunea de stocare în prima groapă (de exemplu — 10 V), atunci la următoarea groapă se aplică

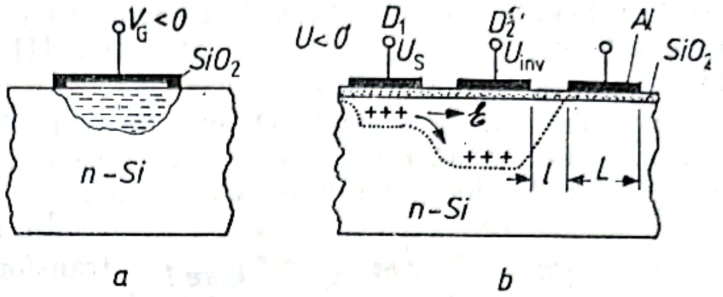


Fig. 4.27

$$|V_{înreg}| > |V_s|. \qquad 4.4.23$$

În cazul exemplului din figura 4.28, *a* care reprezintă un registru de deplasare acționat prin trei tacturi, în celulele 1 și 7 se află bitul 1, iar în celula 4 (toate sînt legate la prima linie de tact) se află bitul „0" (absența sarcinii

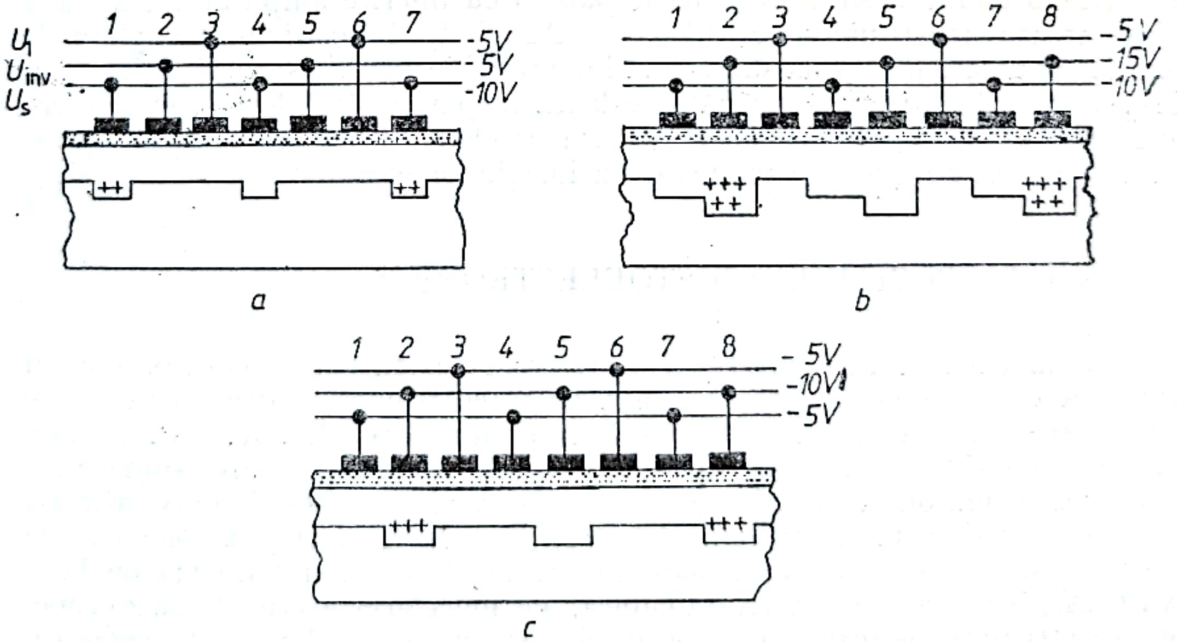


Fig. 4.28

[3] Bitul reprezintă cantitatea cea mai mică de informație în binar (egală cu 0 sau 1). Alte precizări și noțiuni privind stările și funcțiile logice, precum și elemente de algebră booleană sînt redate în § 6.2.

pozitive). Aplicînd la linia de tact 2 o tensiune $V_{înreg} = -15$ V mai mare decît $V_s = -10$ V, sarcinile vor trece — prin difuzie și datorită acțiunii cîmpului — în gropile următoare, mult mai adînci (fig. 4.28, *b*). Astfel biții de informație se află acum în gropile 2 și 8 (bitul „1") și respectiv 5 (bitul „0"). În următoarea secvență prin aplicarea unor potențiale ca în figura 4.28, *c* gropile „se ridică" la nivelul potențialului de stocare $V_s = -10$, care acum este aplicat la cea de a doua linie de tact (unde sînt conectate celulele cu informație). În continuare se va da $V_{înreg} = -15$ V pe linia a III-a de tact deplasînd biții de informație cu încă o celulă etc.

În tehnologia integrată CCD sînt construite în mai multe variante, acționate numai cu două linii de tact și avînd circuite speciale de introducere și extragere a datelor, de reîmprospătare a acestora etc.

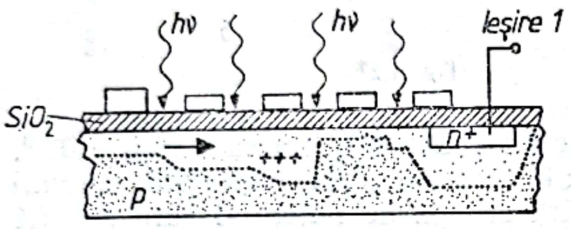


Fig. 4.29

În optoelectronică CCD permit transformarea semnalelor luminoase în semnale electrice. Fluxul luminos îndreptat asupra matriței cu dispozitive cu cuplare de sarcini pătrunde printre electrozii porților (figura 4.29) și provoacă în interiorul materialului semiconductor o generare intensă a perechilor de electroni-goluri; purtătorii minoritari se vor acumula în gropile de potențial din dreptul porților polarizate corespunzător. Mărimea sarcinii acumulate este proporțională cu intensitatea locală a fluxului luminos, care cade în regiunea din jurul respectivei porți. După scurgerea unui timp oarecare, suficient pentru a înregistra întreaga imagine de la care provine fluxul luminos, sarcina (informația) este deplasată (sub acțiunea impulsurilor de tact) spre dispozitivele numerice de ieșire și de transformare a acesteia în semnale electrice. La ieșire se obține o anumită succesiune de impulsuri cu diferite amplitudini, a căror înfășurătoare constituie semnalul video. Astfel de dispozitive cu cuplare de sarcină, realizate de regulă sub formă integrată, se numesc senzori de imagini. Respectivele dispozitive au căpătat o largă răspîndire în televiziune (camere de luat vederi), video-telecomunicații (videotelefon), transmisia facsimilelor, calculatoare electronice de prelucrare a imaginilor etc.

4.5. DISPOZITIVE ACUSTOELECTRONICE

Prin această denumire (DAE) înțelegem elemente de circuit, pasive sau active, a căror funcționare se bazează pe interacțiunea dintre purtătorii de sarcină și o undă acustică ce se propagă într-un corp solid. Această interacțiune este considerabilă în cristalele fără centre de simetrie de inversiune unde o deformare uniformă produce, în urma separării centrelor de gravitație ale sarcinilor pozitive și negative, un cîmp electric intern (efect piezoelectric). De acest fel sînt substanțele semiconductoare ZnS, CdS — cu rețea hexagonală — sau GaAs, InSb care au structură cubică. Pe lîngă aceste cristale anizotrope, piezoelectricitate marcantă mai prezintă și substanțele policristaline ceramice feroelectrice (de ex, $BaTiO_3$).

Într-un mediu solid de întindere infinită pot fi excitate atît unde elastice transversale, cît și longitudinale. Un corp solid limitat de o interfață va fi parcurs de combinația celor două unde (fig. 4.30). Undele acustice de supra-

Scanned with OKEN Scanner

față (UAS) care se propagă de-a lungul interfeței care separă două medii diferite sînt cele mai lente: viteza lor este cu cinci ordine de mărime mai mică (1600 — 12000 ms[1]) decît aceea a undelor electromagnetice dintr-un conductor. UAS deformează solidul în urma deplasării mecanice (u) ale particulelor, iar deformația (S) produce o tensiune mecanică (T).

Împotriva stării de tensionare acționează cîmpul electric al sarcinilor ($\mathcal{E}$), adică

$$T = cS - e_p\mathcal{E}. \qquad 4.5.1$$

în care c reprezintă constanta elastică.

Deformația este însoțită de apariția unor sarcini superficiale, a căror densitate este dată de vectorul de deplasare electrică (mai precis de modulul acestuia)

$$\mathcal{D} = \varepsilon\mathcal{E} + e_pS. \qquad 4.5.2$$

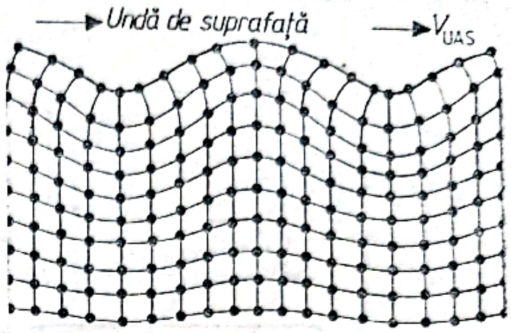


Fig. 4.30

Constantele elastică c, piezoelectrică e_p și dielectrică ε determină tăria interacțiunii dintre unda acustică și cea electrică însoțitoare, exprimată prin constanta de cuplaj electromecanic

$$k = \sqrt{\varepsilon/c - e_p^2}. \qquad 4.5.3$$

Se reamintește că T și S sînt mărimi tensoriale iar $\mathcal{E}$ și $\mathcal{D}$ vectori.

Ecuațiile 4.5.1 și 4.5.2 completate cu relația

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \qquad 4.5.4$$

care exprimă legătura dintre tensiunea T și deplasarea mecanică u (ρ fiind densitatea solidului) formează un sistem de ecuații caracteristic pentru unda acustoelectronică.

4.5.1. DISPOZITIVE ACUSTOELECTRONICE PASIVE

Cele mai vechi cunoscute sînt filtrele piezoelectrice cu undă de volum și linia (artificială) de întîrziere cu undă de suprafață [32]. Ultima poate să producă o întîrziere a unui semnal între 3 ns și 1 ms în banda de frecvență 10—2 000 MHz dar cu atenuarea de 2÷40 dB.

Linia de întîrziere bazată pe UAS constă dintr-un suport piezoelectric (de obicei o lamă din cuarț sau $LiNbO_3$) — sediul undei de suprafață în propagare — și cîte o pereche de electrozi intrare-ieșire de formă particulară (dinți sau degete întrepătrunse zisă „interdigitală", ca în figura 4.31, *a*. Tensiunea de înaltă frecvență aplicată pe electrozii de la intrare creează, prin intermediul efectului piezoelectric, o undă acustică care, propagîndu-se cu viteza specifică UAS, ajunge după un timp bine determinat la electrozii de ieșire. Aici componenta electrică a undei produce, în acestea, o tensiune. Electrozii convertori asigură un cuplaj eficace între fenomenele acustice și electrice dacă distanța între dinți este de jumătate lungime de undă UAS. Adică,în acest caz, undele elementare generate în regiunea interdigitală se adună corect în fază.

Durata unei unde UAS, generată de un scurt impuls electric este determinată de lungimea electrodului convertor cu n dinți ($T_i = n\lambda/v$); periodicitatea ei depinde, evident, de distanța interdigitală ($\lambda/2$) iar distribuția amplitudinilor este reglementată de gradul de întrepătrundere a dinților. Rciese

Scanned with OKEN Scanner

clar că există o legătură univocă între geometria dispozitivului și modul său de funcționare.

Dacă n — numărul dinților — este mare atunci și mici variații de frecvență produc defazaje mari, deci rezultă un cuplaj slab. Astfel, convertorul lung are lărgime de bandă îngustă, cel cu dinți puțini are banda mai largă, în schimb randamentul este mai scăzut. Proiectînd adecvat electrozii convertori, se pot realiza de exemplu filtre de compresie (fig. 4.31, *b*), dispersive sau alte dispozitive care rezolvă o problemă electronică complexă (fig. 4.31, *c*) de tratare a semnalelor.

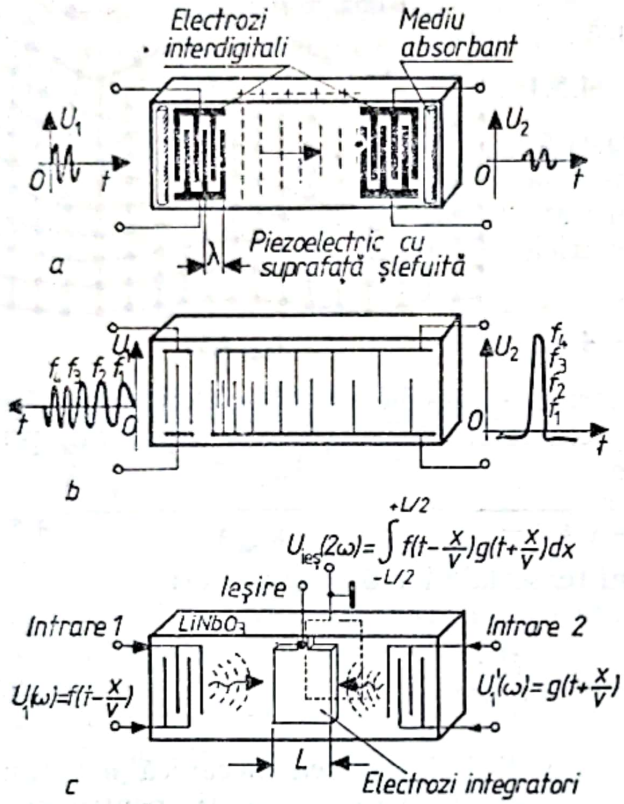


Fig. 4.31

Dispozitivele AE sînt caracterizate prin volum mic, fiabilitate, preț relativ redus și o mică împrăștiere a parametrilor. Marginea inferioară a frecvenței de lucru este determinată de dimensiunile geometrice, cea superioară (~3GHz) de limitele tehnologiei existente. Astfel, de exemplu la 500 MHz dinții electrozilor trebuie să fie de ordinul micronului, electrozi realizabili numai prin tehnica fotomascării (prezentată în § 3.8), care, actualmente, are o rezoluție în jur de 1 μm.

4.5.2. DISPOZITIVE ACUSTOELECTRONICE ACTIVE

În general DAE fructifică interacțiunea dintre UAE și electronii de conducție din stratul semiconductor depus pe o lamă suport piezoelectrică [33]. Majoritatea dispozitivelor active sînt formate din două medii: ghidul piezoacustic pe suprafața căruia se propagă unda elastică și stratul semiconductor alipit în care se stabilește un curent electric cu ajutorul unei surse exterioare (E_0) (fig. 4.32). Mediul semiconductor poate fi un bloc, dar în mod obișnuit este un strat depus prin epitaxie pe suportul-ghid acustic.

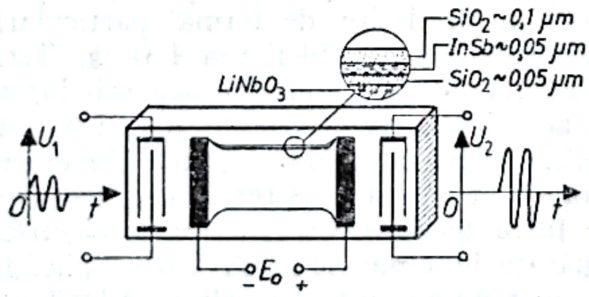


Fig. 4.32

Cîmpul electric al ghidului acustic va interacționa cu electronii purtători de sarcină din semiconductor.

Dacă viteza de drift a electronilor coincide ca sens cu viteza undei UAS dar este cu ceva mai mare, electronii cedează energie undei acustice (fig. 4.33,*b*). În această situație cîmpul curentului modulat din stratul semiconductor va

deforma și mai mult —fenomen de reacție — rețeaua cristalină a suportului. În cazul $V_e < V_{UAE}$, electronii vor fi accelerați (fig. 4.33, *a*).

În DAE suportul este, cel mai frecvent, cristal de $LiNbO_3$ iar stratul semiconductor Si sau InSb. Randamentul acestor dispozitive este slab (~1%); servitutea este compensată de avantajul separării (decuplării) circuitului

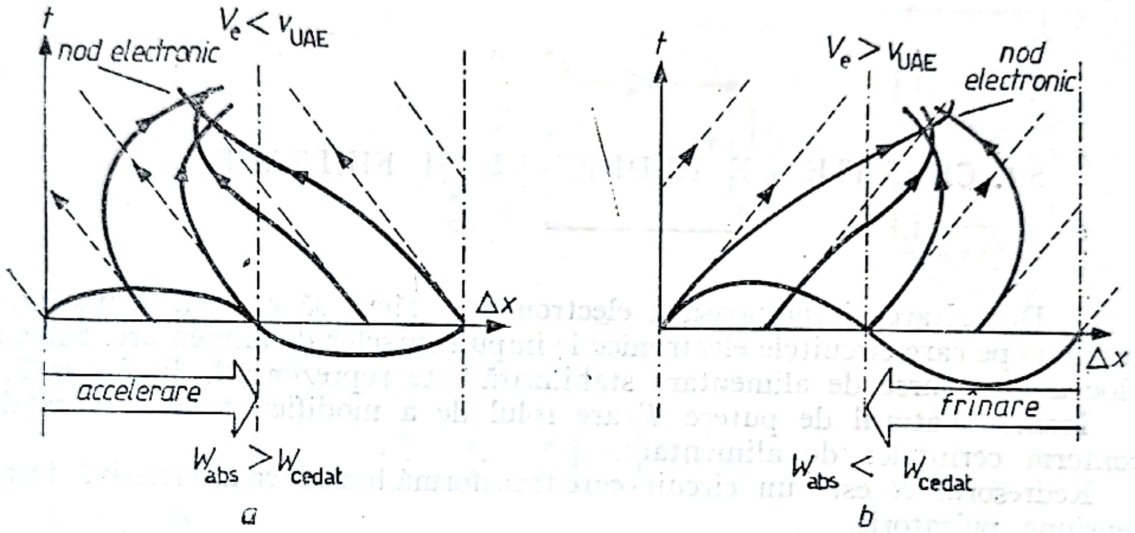


Fig. 4.33

de ieșire de cel de intrare și, în plus, de obținerea unei amplificări importante (~1000) într-o bandă de frecvențe destul de largă.

Concomitent au amplificarea, DAE poate efectua, grație unor configurații speciale de electrozi, tratarea particularizată a semnalului vehiculat (modificarea caracteristicilor de amplitudine, frecvență sau fază, stocarea de informație etc.).

Capitolul 5. CIRCUITE ELECTRONICE

5.1. CIRCUITE DE REDRESARE ŞI FILTRARE

Dezvoltarea impetuoasă a electronicii a făcut să crească foarte mult cerinţele pe care circuitele electronice le impun surselor de alimentare. Schema bloc a unei surse de alimentare stabilizată este reprezentată în figura 5.1.

Transformatorul de putere T are rolul de a modifica tensiunea reţelei conform cerinţelor de alimentare.

Redresorul R este un circuit care transformă tensiunea alternativă într-o tensiune pulsatorie.

Filtrul F are rolul de a atenua cît mai mult posibil componenta alternativă, pe seama căreia ridică nivelul continuu al curentului obţinut. În majoritatea circuitelor electronice, cu precădere în unele domenii cum ar fi cel al amplificatoarelor de semnal, se cere o filtrare foarte bună.

Stabilizatorul de tensiune S este necesar de fiecare dată cînd montajul alimentat nu admite variaţii prea mari ale tensiunii de alimentare, variaţii ce pot interveni datorită variaţiei tensiunii pe reţea sau datorită consumului de curent diferit al montajului în diferite regimuri de funcţionare. Un exemplu elocvent în acest sens este alimentarea circuitelor integrate din familia TTL.

În continuare, vor fi analizate principalele componente ale schemei din figura 5.1 stabilind parametrii ce le caracterizează şi cîteva relaţii de calcul.

5.1.1. REDRESORUL MONOFAZAT MONOALTERNANŢĂ

Se consideră schema de redresare din figura 5.2, *a* cu $e_1 = E_1 \cos\omega t$, $e_2 = E_2 \cos \omega t$ şi raportul celor două amplitudini egal cu raportul de transformare al transformatoruui $E_1/E_2 = n_1/n_2$.

În semiperioada în care dioda conduce, schema echivalentă a redresorului este dată în figura 5.2, *b*. Aici R_i este rezistenţa internă a diodei (suficient de mică la tensiuni obişnuite), r_2 este rezistenţa înfăşurării secundarului transformatorului, $r_1\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2$ este rezistenţa reflectată în circuit de înfăşurarea primarului.

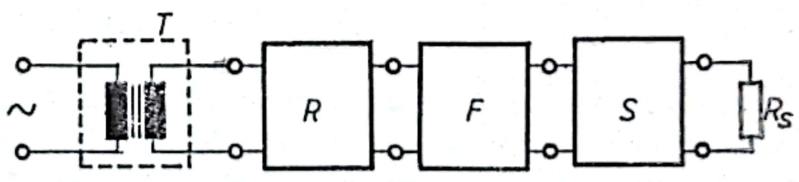


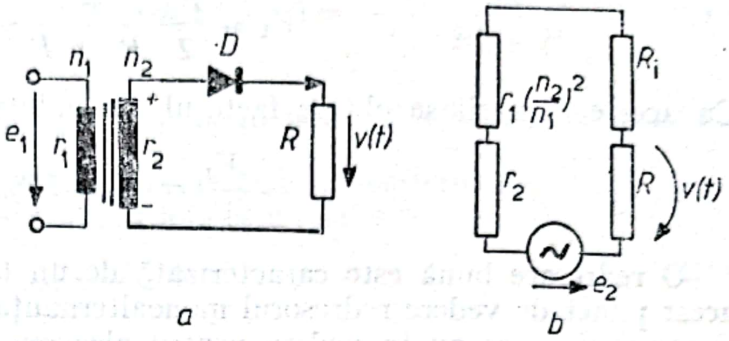
Fig. 5.1

Scanned with OKEN Scanner

Pentru circuitul echivalent din figura 5.2, *b* se vede că

$$i_A(t) = \frac{e_2(t)}{r_2 + r_1\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + R_i + R} = \frac{E_2 \cos \omega t}{r_2 + r_1\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + R_i + R}. \qquad 5.1.1$$

Fig. 5.2



Notînd

$$R_i' = r_2 + r_1\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + R_i,$$

se poate scrie

$$v(t) = \frac{R}{R_i' + R} E_2 \cos \omega t. \qquad 5.1.2$$

Pe cealaltă semiperioadă dioda este blocată și în circuit curentul este neglijabil.

Se definește tensiunea continuă redresată V_0 ca valoarea medie a tensiunii $v(t)$

$$V_0 = \frac{1}{T}\int_0^T v(t)\,dt = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{R}{R + R_i'} E_2 \cos \omega t\, d(\omega t) = \frac{E_2}{\pi}\,\frac{R}{R + R_i'}, \qquad 5.1.3$$

rezultat la care se ajunge ținînd seama că pe intervalul $\left(\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}\right)$ al perioadei $v(t) = 0$.

Curentul continuu redresat va fi

$$I_0 = \frac{E_2}{\pi}\,\frac{1}{R + R_i'}. \qquad 5.1.4$$

Diagrama de variație în timp a tensiunilor e_2 și $v(t)$ în acest caz este ilustrată în figura 5.3.

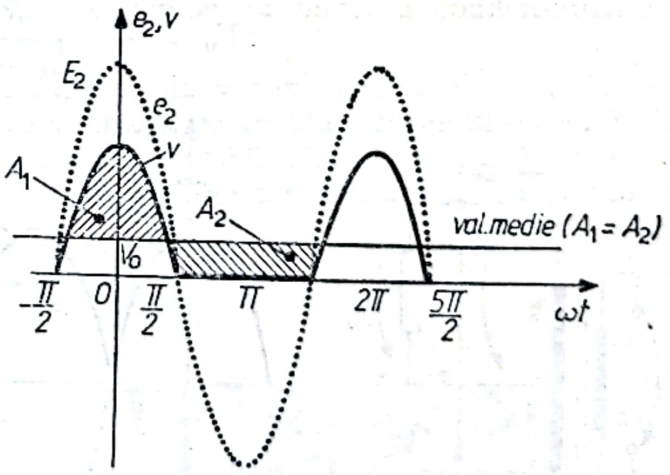


Fig. 5.3

Eficiența redresării este caracterizată de factorul de ondulație definit ca

$$\gamma = \frac{V_1}{V_0}, \qquad 5.1.5$$

unde V_1 este amplitudinea armonicii de frecvență minimă. Această amplitudine se calculează prin relația

$$V_1 = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi/2}^{3\pi/2} \frac{R}{R + R_i'} E_2 \cos^2 \omega' t \, d(\omega' t) \qquad 5.1.6$$

unde ω' este pulsația minimă, în cazul nostru $\omega' = \omega = 100\pi$ rad/s. Efectuînd integrala se obține

$$V_1 = \frac{E_2}{2} \frac{R}{R_i' + R}. \qquad 5.1.7$$

Cu aceste expresii se obține factorul de ondulație

$$\gamma = \frac{V_1}{V_0} = \frac{\pi}{2}, \ (157\%). \qquad 5.1.8$$

O redresare bună este caracterizată de un factor de ondulație mic. Din acest punct de vedere redresorul monoalternanță prezintă o eficiență redusă. Parametrii ce se au în vedere pentru alegerea tipului de diodă sînt curentul maxim prin diodă

$$I_{max} = \frac{E_2}{R + R_i'} \qquad 5.1.9$$

respectiv tensiunea inversă maximă:

$$V_{inv\ max} = E_2. \qquad 5.1.10$$

5.1.2. REDRESOR MONOFAZAT DUBLĂ ALTERNANȚĂ

Schema de bază a redresorului dublă alternanță este dată în figura 5.4, *a*. Principiul de funcționare este simplu: în fiecare semiperioadă conduce cîte o diodă în funcție de polaritatea la bornele transformatorului, cealaltă fiind blocată. Acest lucru este ilustrat în figura 5.4, *b*.

În mod evident tensiunea continuă redresată este

$$V_0 = \frac{2E_2}{\pi} \frac{R}{R_i' + R} \qquad 5.1.11$$

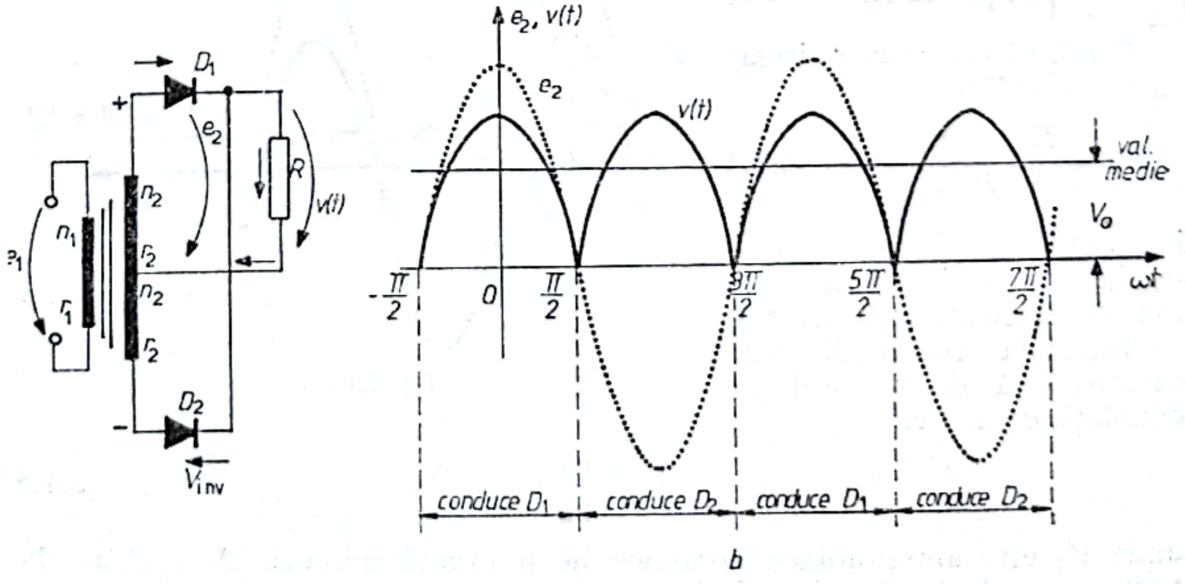


Fig. 5.4

Scanned with OKEN Scanner

avînd o valoare dublă față de cea a redresorului monoalternanță. Frecvența minimă a tensiunii $v(t)$ este

$$\omega' = 2\omega. \qquad 5.1.12$$

atunci

$$V_1 = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{R}{R + R_i'} E_2 \cos 2\omega t \cos \omega t \, \mathrm{d}(\omega t) = \frac{4E_2}{3\pi} \frac{R}{R_i' + R}. \qquad 5.1.13$$

În acest caz $\gamma = \frac{2}{3}$, (67%) ceea ce pune în evidență eficacitatea sporită a redresării în acest caz față de cel al redresării monoalternanță.

Pentru alegerea tipului de diodă se folosește relația

$$V_{inv\ max} = E_2 + R\, I_{max}. \qquad 5.1.14$$

5.1.3. REDRESOR MONOFAZAT ÎN PUNTE ȘI REDRESOR CU DUBLARE DE TENSIUNE

Configurația de bază a redresorului monofazat în punte este dată în figura 5.5, *a*. Curenții, tensiunile și ceilalți parametri ai redresorului monofazat în punte sînt identici cu cei ai redresorului monofazat dublă alternanță, exceptînd tensiunea inversă maximă pe care trebuie să o suporte o diodă care devine

$$V_{inv\ max} = E_2. \qquad 5.1.15$$

Schema de principiu a redresorului cu dublare de tensiune este cea din figura 5.5, *b*. Analiza funcționării circuitului se face în două etape:

— La punerea sub tensiune a redresorului apare un regim tranzitoriu în urma căruia în semialternanța pozitivă condensatorul C_1 se încarcă prin dioda D_2; în semialternanța negativă conduce dioda D_1, încărcîndu-se condensatorul C_2 cu polaritatea respectivă. Deoarece constanta de timp la încărcare este mai mică, în primele perioade tensiunea la borne a condensatoarelor ajunge la valoarea maximă din secundar E_2.

— După încărcarea condensatoarelor, în regim normal de funcționare, în semiperioadele cînd o diodă este invers polarizată consumul de curent al sarcinii R este asigurat de condensatorul adiacent. Dacă se respectă un raport între rezistența sarcinii R și rezistența proprie a redresorului R_i' astfel încît,

$$\frac{R_i'}{R} \ll 1, \qquad 5.1.16$$

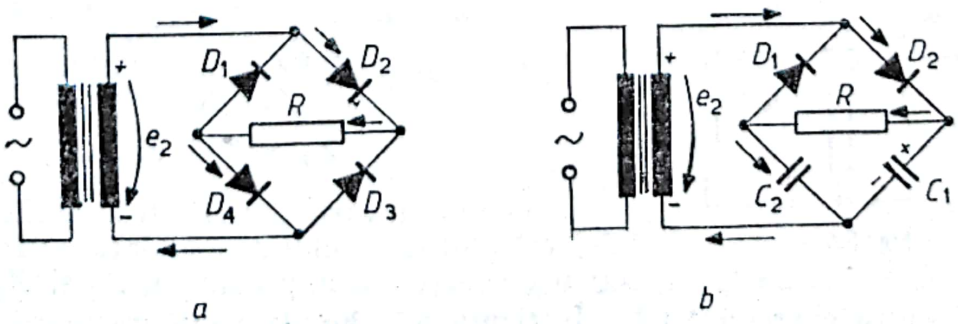


Fig. 5.5

Scanned with OKEN Scanner

respectiv, se asigură o constantă de timp la descărcare mult mai mare decît la încărcare, funcţionarea circuitului va fi normală. În acest caz pe sarcină va exista permanent o tensiune cu puţin mai mică decît $2E_2$.

Pentru scopuri curente industriale, se aminteşte că există o gamă de redresoare trifazate, capabile să asigure un randament mai bun la puteri consumate mari.

5.1.4. CIRCUITE DE FILTRARE A TENSIUNII REDRESATE

Cum factorul de ondulaţie al tensiunii redresate este încă mult mai mare decît o cer aplicaţiile (în mod curent se cere să fie sub 1%), este nevoie de o îmbunătăţire a acestui factor. Acest lucru îl realizează cu succes filtrele. Orice filtru poate fi redus pînă la urmă la o configuraţie de tipul celei din figura 5.6 unde prin V_0' s-a notat componenta de curent continuu, iar prin V_1' componenta alternativă ce provine de la redresor. Relaţiile ce rezultă imediat sînt:

$$V_0 = V_0' \left| \frac{\underline{Z}_2 \,||\, R}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 \,||\, R} \right|_{\omega=0} \qquad 5.1.17$$

$$V_1 = V_1' \left| \frac{\underline{Z}_2 \,||\, R}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 \,||\, R} \right|_{V_1=0}. \qquad 5.1.18$$

La un filtru presupus ideal, $V_0 = V_0'$, $V_1 = 0$.
În mod real, condiţiile ce se pun asupra tensiunilor sînt:

$$V_0 \lesssim V_0' \text{ şi } V_1 \ll V_1'. \qquad 5.1.19$$

Aplicate la relaţile 5.1.17, aceste condiţii conduc la:

$$\left| \frac{\underline{Z}_2 \,||\, R}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 \,||\, R} \right| \leqslant 1 \text{ adică } |\underline{Z}_2 \,||\, R|_{\omega=0} \gtrsim |\underline{Z}_1|_{\omega=0};$$
$$\left| \frac{\underline{Z}_2 \,||\, R}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 \,||\, R} \right| \ll 1 \text{ adică } |\underline{Z} \,||\, R| \ll |\underline{Z}_1|. \qquad 5.1.20$$

În aceste condiţii dacă se consideră γ' factorul de ondulaţie al redresorului, factorul de ondulaţie de la ieşirea filtrului, γ, va fi

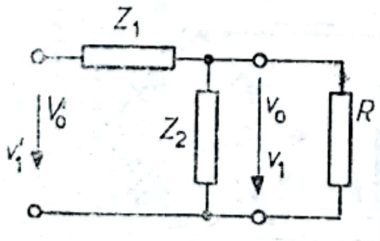
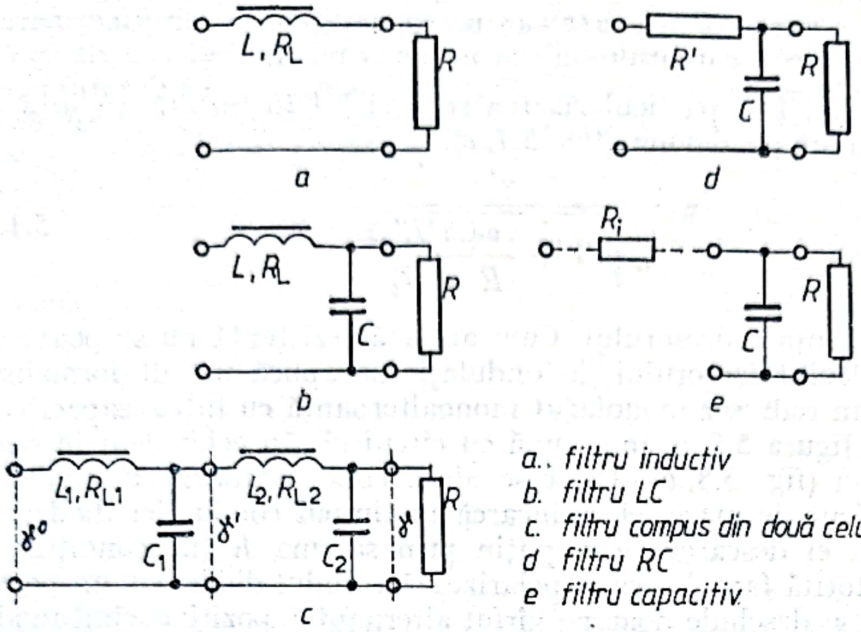


Fig. 5.6

$$\gamma = \gamma' \frac{\left| \dfrac{\underline{Z}_2 \,||\, R}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 \,||\, R} \right|}{\left| \dfrac{\underline{Z}_2 \,||\, R}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 \,||\, R} \right|_{\omega=0}}. \qquad 5.1.21$$

În esenţă, pentru diversitatea de filtre posibile, calculul factorului de ondulaţie se reduce la scrierea concretă a impedanţelor $\underline{Z}_1$ şi $\underline{Z}_2$ şi la o formă pentru expresia 5.1.21. În figura 5.7 sînt date diferite tipuri de filtre uzuale. În continuare ne vom referi doar la filtrele *LC*, *RC* şi capacitive.

Scanned with OKEN Scanner



a.. filtru inductiv
b. filtru LC
c. filtru compus din două celule LC în cascadă
d filtru RC
e filtru capacitiv

Fig. 5.7

a) **Filtru LC.** Impedanțele pentru acest caz sînt (fig. 5.7, *b*); $\underline{Z}_1 = R_L + j\omega L$, $\underline{Z}_2 = 1/j\omega C$ care înlocuite în 5.1.21 conduc la

$$\gamma = \gamma' \frac{R + R_L}{R} \left| \frac{\dfrac{R}{1 + j\omega CR}}{R_L + j\omega L + \dfrac{R}{j\omega CR}} \right| . \qquad 5.1.22$$

Cum $R_L \ll R$, expresia devine (după explicitarea modulului)

$$\gamma = \gamma' \frac{1}{\sqrt{\left(\dfrac{\omega L}{R}\right)^2 + (1 - \omega^2 LC)^2}} . \qquad 5.1.23$$

În aplicațiile curente termenul $\left(\dfrac{\omega L}{R}\right)^2$ poate fi neglijat, astfel încît aproximăm suficient de bine dacă se consideră

$$\gamma = \frac{\gamma'}{1 - \omega^2 LC} . \qquad 5.1.24$$

b) **Filtru RC.** Aplicînd același formalism cu noile impedanțe (fig. 5.7, *d*) $\underline{Z}_1 = R'$, $\underline{Z}_2 = \dfrac{1}{j\omega C}$ se obține un factor de ondulație dat de

$$\gamma = \frac{\gamma'}{\sqrt{1 + \left(\dfrac{\omega CRR'}{R + R'}\right)}} . \qquad 5.1.25$$

Se observă că prin anularea rezistenței R' filtrul nu are efect util, în sensul că $\gamma = \gamma'$. Practic acest lucru este imposibil pentru că în valoarea lui R' este cuprinsă și componenta rezistivă a redresorului. Totodată R' nu se

poate mări oricît, pentru că în acest caz pe ea ar cădea o tensiune mare și variabilă cu modificarea curentului absorbit de sarcină.

c) **Filtru capacitiv.** Din particularizarea relației 5.1.25 rezultă că în acest caz factorul de ondulație devine (fig. 5.7, *e*)

$$\gamma = \frac{\gamma'}{\sqrt{1 + \dfrac{\omega C R R_i'}{R + R_i'}}} \qquad 5.1.26$$

unde R_i' este rezistența redresorului. Cum această rezistență nu se poate cunoaște, pentru calculul factorului de ondulație se aplică un alt formalism.

Se presupune un redresor monofazat monoalternanță cu filtru capacitiv C și sarcină R ca în figura 5.8, *a*, împreună cu circuitul său echivalent în semiperioada conducției (fig. 5.8, *b*). Dacă se alege condensatorul cu o valoare a capacității suficient de mare, el se încarcă în timpul conducției diodei, pe cealaltă alternanță el descărcîndu-se puțin prin sarcina R (în condițiile în care $R \gg R'$). Datorită faptului că C polarizează catodul diodei cu un potențial pozitiv, dioda se deschide doar pe vîrful alternanței pozitive cînd anodul devine pozitiv față de catod. Deci curentul $i_A(t)$ va circula doar atunci cînd $e_2 > v(t) \approx V_0$

$$i_A(t) = \frac{E_2 \cos \omega t - V_0}{R_i'}. \qquad 5.1.27$$

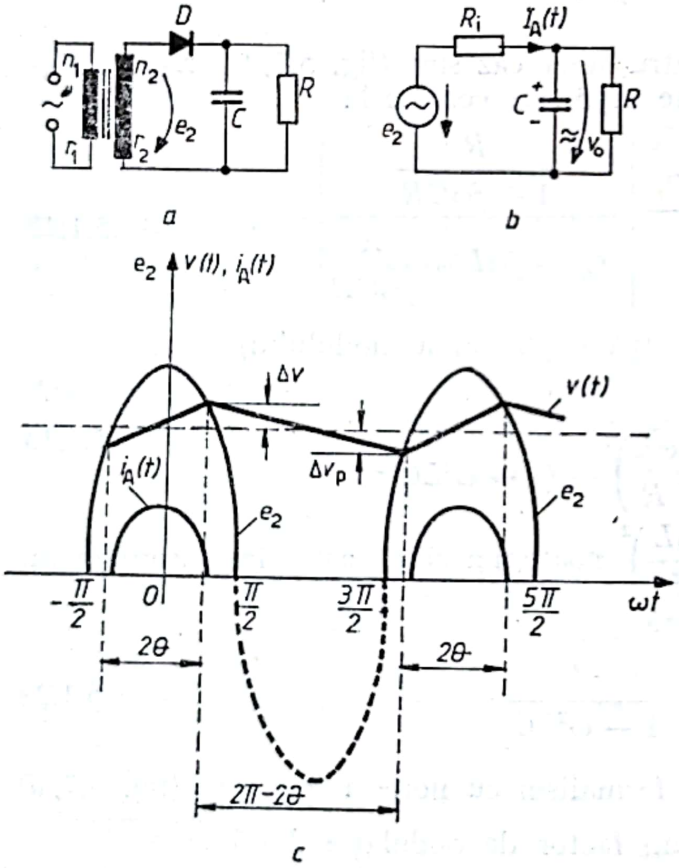


Fig. 5.8

Notînd cu 2θ unghiul de deschidere al diodei, diagrama curenților și tensiunilor este dată în figura 5.8, *c*.

Cum la $\omega t = \pm\theta$ curentul este nul, din relația 5.1.27 rezultă

$$V_0 = E_2 \cos \theta. \qquad 5.1.28$$

Scopul nostru este stabilirea unei relații între θ și elementele filtrului. În acest sens se poate scrie

$$I_0 = \frac{V_0}{R} = \frac{E_2 \cos \theta}{R}. \qquad 5.1.29$$

Totodată

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta}^{\theta} i_A(\omega t)\, \mathrm{d}(\omega t) = \frac{E_2}{\pi R_i'} (\sin \theta - \theta \cos \theta). \qquad 5.1.30$$

Egalînd expresiile 5.1.29 și 5.1.30 se obține

$$\operatorname{tg} \theta - \theta = \frac{\pi R_i'}{R}, \qquad 5.1.31$$

Scanned with OKEN Scanner

care este o ecuație transcendentă, rezolvabilă numeric.

Pentru calculul factorului de ondulație se scrie că variația de sarcină a condensatorului C în timpul descărcării este egală cu produsul dintre curentul de descărcare (aproximativ I_0) și timpul în care se face aceasta, corespunzător unghiului $2\pi - 2\theta$, adică

$$C(2\Delta V) = I_0 \frac{2\pi - 2\theta}{\omega} \qquad 5.1.32$$

respectiv

$$\Delta V = \frac{\pi - \theta}{\omega C} \cdot \frac{V_0}{R}. \qquad 5.1.33$$

Din definiția factorului de ondulație

$$\gamma = \frac{\Delta V}{V_0} = \frac{\pi - \theta}{\omega C} \cdot \frac{1}{R}, \qquad 5.1.34$$

reiese clar că acesta va fi cu atît mai mic cu cît produsul RC va fi mai mare.

5.2. STABILIZATOARE ELECTRONICE

5.2.1. STABILIZATOARE DE TENSIUNE

Așa cum s-a arătat în introducerea capitolului, în condiții de variație a tensiunii de rețea destul de mari, care se reflectă în variația tensiunii continue obținute între limite procentuale importante, aceste tensiuni devin inutilizabile în cazul multor dispozitive electronice pretențioase. Circuitele care realizează reducerea acestor variații (ale căror cauze pot fi multiple în esență), dacă nu chiar anularea lor, sînt stabilizatoarele electronice. Stabilizatorul, fiind partea de circuit care încheie lanțul definit ca sursă de alimentare, trebuie să prezinte printre parametrii săi, alături de cei legați de stabilizare și parametrii ceruți unei surse normale de alimentare. În acest sens rezistența internă trebuie să fie cît mai mică, randamentul energetic mare, să prezinte la ieșire o componentă alternativă cît mai mică. De asemenea, un rol deosebit îl are posibilitatea protejării la suprasarcini a stabilizatorului.

Considerînd stabilizatorul ca un cuadripol (fig. 5.9, *a*), parametrii principali care îl definesc sînt:

— rezistența de ieșire (internă) a stabilizatorului

$$R_i = \left(\frac{\Delta V_0}{\Delta i_0}\right)_{V_i = ct}; \qquad 5.2.1$$

— factorul (coeficientul) de stabilizare

$$S_0 = \left(\frac{\Delta V_i}{\Delta V_0}\right)_{i_0 = const}. \qquad 5.2.2$$

În cazul ideal, cînd variațiile tensiunii stabilizate V_0 sînt nule la variațiile succesive ale curentului i_0 respectiv, tensiunii V_1, se observă că rezistența de ieșire R_0 este nulă, iar factorul de stabilizare infinit. Un stabilizator real, în limitele curenților și tensiunilor pentru care a fost proiectat, prezintă rezistențe interne nenule dar foarte mici și coeficienți de stabilizare foarte mari.

Scanned with OKEN Scanner

În figura 5.9, *b* este reprezentată schema bloc a unui stabilizator de tensiune, care cuprinde elementul regulator, elementul de referință și amplificatorul de eroare.

a) **Elementul de referință** are rolul de a furniza o mărime de referință cît mai constantă. În mod curent se folosesc ca element de referință diode

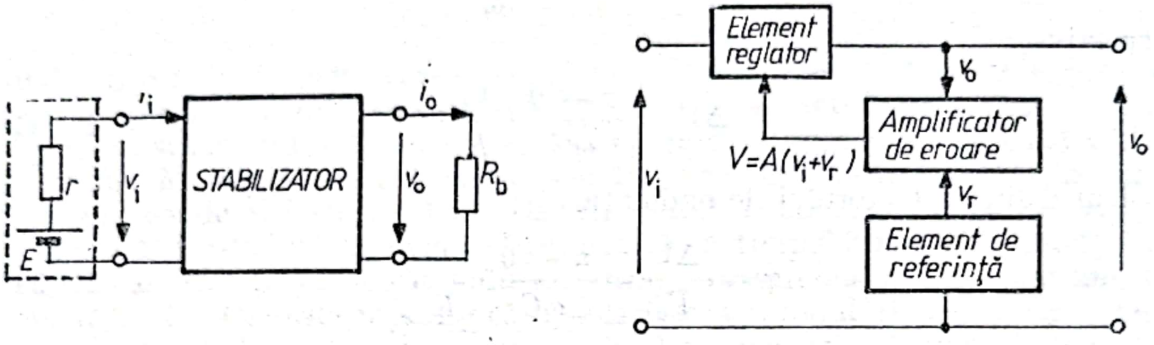


Fig. 5.9

Zener. Parametrii ceruți unei diode Zener folosite ca element de referință sînt rezistența internă și coeficientul de temperatură care trebuie să fie mici. Constanța tensiunii de referință depinde în mare măsură de tensiunea de alimentare a elementului de referință. Alimentarea se poate face de la tensiunea nestabilizată V_i sau de la o altă tensiune stabilizată, V_s'. Această a doua tensiune stabilizată nu trebuie să prezinte caracteristici foarte bune, ea putîndu-se face simplu cu o altă diodă Zener.

b) **Elementul regulator.** În general un element regulator poate fi serie sau paralel. În schema bloc din figura 5.9,*b* elementul regulator este serie, caz pe care îl vom trata mai departe.

Elementul regulator serie este constituit din unul sau mai mulți tranzistori, în funcție de cerințe. Fie un element regulator serie compus dintr-un singur tranzistor (fig.5.10,*a*). Considerînd factorul de amplificare al tranzistorului β mare, putem scrie că $i_C \approx i_E \simeq i_0$. Atunci se poate scrie ecuația dreptei de sarcină a tranzistorului

$$E = (r + R_s)i_C + v_{CE}. \qquad 5.2.3$$

Cunoscînd caracteristicile $i_C = f(v_{CE})$ (de ieșire) ale tranzistorului, putem analiza funcționarea elementului regulator și limitările care intervin.

În figura 5.10,*b* este prezentată o caracterisitcă pe care vom figura dreapta de sarcină dată de relația 5.2.3 pentru un curent de sarcină I_0 (dreapta MN). Mărind tensiunea E pînă la valoarea E_1 dreapta MN se deplasează paralel cu ea însăși și punctul de funcționare ajunge din A în B. Curentul de sarcină I_0 crescînd, crește și tensiunea V_0. Pentru ca această tensiune să fie menținută constantă trebuie ca punctul de funcționare să ajungă în C, adică fie să scadă curentul prin bază, fie să crească tensiunea V_{CE}. Domeniul maxim de lucru este limitat de suprafața hașurată, adică de puterea disipată de tranzistor, curentul de colector maxim admis, tensiunea colector-emitor maximă și de regimul de tăiere și regimul de saturație ale tranzistorului. În mod analog se procedează și la analiza comportării elementului regulator la variația sarcinii R_s.

Scanned with OKEN Scanner

Să determinăm condițiile cele mai nefavorabile în care lucrează tranzistorul (situațiile limită).

O limitare este dată de tensiunea E maximă. Intersecția dreptei de sarcină cu hiperbola de disipație (punctul a, fig.5.11) sau intersecția dreptei de sarcină cu dreapta corespunzătoare curentului de colector maxim admisibil

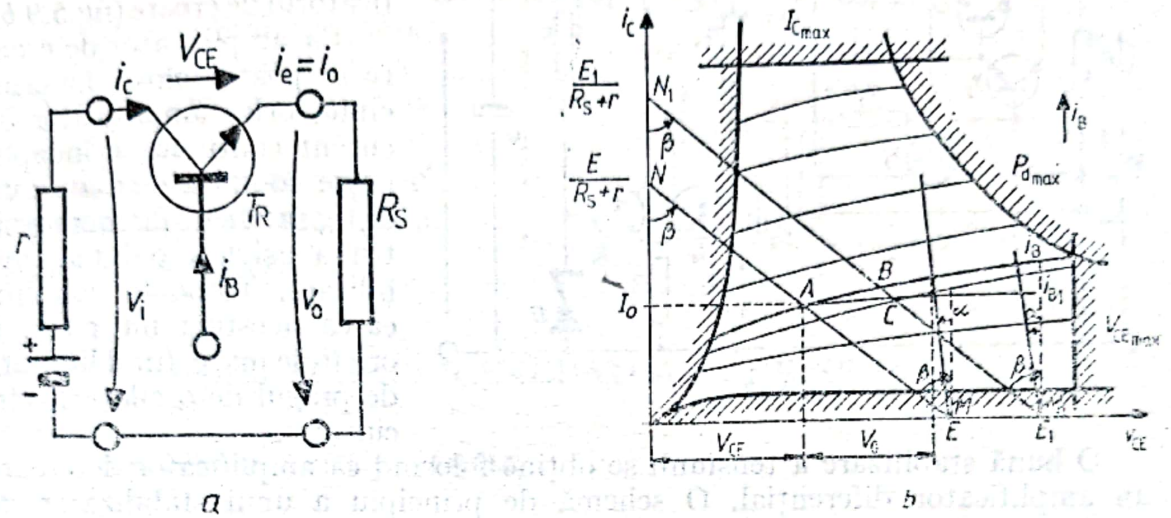


Fig. 5.10

(punctul b) limitează superior domeniul de valori al tensiunii E. Aceste cazuri duc, inerent, la distrugerea tranzistorului.

Tensiunea E este limitată inferior de intrarea în saturație a tranzistorului (punctele e și f) respectiv de blocarea tranzistorului (punctele g_1 și g_2).

Alte situații în care stabilizatorul nu funcționează sînt cele în care tensiunea de sarcină este prea mică sau curentul de bază nul (punctele c_1, c_2, c_3), sau dacă tensiunea de ieșire este prea mare pentru panta dreptei de sarcină alese (punctul d).

În concluzie, la proiectarea stabilizatorului trebuie avute în vedere condițiile:

— tensiunea minimă colector-emitor să fie de 2 — 3 volți pentru a evita intrarea în saturație a tranzistorului;

— curentul maxim prin sarcină să fie mai mic decît curentul de colector maxim admis;

— puterea disipată de tranzistor să fie mai mică decît puterea disipată maxim admisă;

— asigurarea unui circuit de protecție la scurtcircuit;

— tensiunea colector-emitor maximă să fie sub tensiunea colector-emitor maxim admisă.

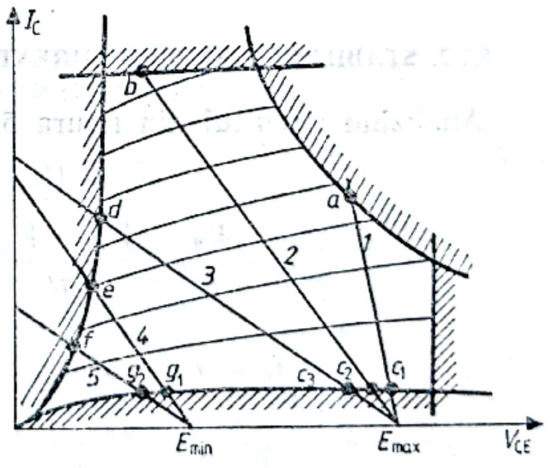


Fig. 5.11

Pentru curenți, respectiv puteri mari; se folosesc de obicei montaje Darlington ca elemente regulatoare.

c) **Amplificatorul de eroare.** În funcționarea globală a stabilizatorului, pentru a menține tensiunea stabilizată V_0 la o valoare cît mai constantă,

Scanned with OKEN Scanner

în mod permanent această tensiune (sau o fracțiune bine determinată a ei) se compară cu tensiunea elementului de referință și dacă nu sînt egale, diferența de tensiune sau un curent proporțional cu aceasta se aplică, eventual după o amplificare prealabilă, elementului regulator. Circuitul care efectuează această operație de comparare și amplificare este amplificatorul de eroare (fig.5.9,*b*).

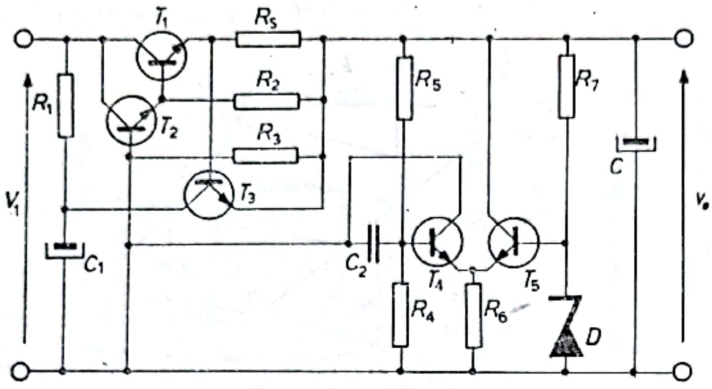


Fig. 5.12

Ca amplificator de eroare se poate folosi, în principiu, orice amplificator de curent continuu ce îndeplinește condiția de a avea un cîștig suficient de mare pentru a asigura o bună stabilizare. Totodată amplificarea acestuia nu poate fi oricît de mare, fiind limitată de pragul de oscilație al circuitului.

O bună stabilizare a tensiunii se obține folosind ca amplificator de eroare un amplificator diferențial. O schemă de principiu a unui stabilizator de tensiune cu element regulator serie în montaj Darlington (tranzistorii T_1 și T_2), cu amplificator de eroare, un amplificator diferențial (tranzistoarele T_3 și T_4), cu element de referință o diodă Zener și circuit de protecție la scurt-circuit este ilustrată în figura 5.12. Circuitul de protecție este astfel calculat încît să limiteze curentul de sarcină la o valoare ce aduce tranzistorul T_3 în saturație

$$R_p \cdot I_{0max} = V_{BEsat}. \qquad 5.2.4$$

O largă răspîndire au căpătat în ultimul timp circuitele integrate care permit realizarea unor stabilizatoare de tensiune cu rezultate foarte bune (v.cap.8).

5.2.2. STABILIZATOARE DE CURENT. PREZENTARE GENERALĂ

Analizînd circuitul din figura 5.13 se pot scrie relațiile (v.3.6.5 și 3.6.26)

$$\left.\begin{aligned} V_2 &= V_Z - V_{BE} \\ i_E &= \frac{V_2}{R} = \frac{V_Z - V_{BE}}{R}; \quad I_C = \beta I_B + (1+\beta) I_{CB0} \\ i_C &= i_E - i_B = \frac{i_E}{1 + \frac{1}{\beta}}, \text{ căci } \frac{1}{1-\alpha_b} = \beta + 1 \end{aligned}\right\} \qquad 5.2.5$$

Cum pentru tranzistorii cu siliciu $\beta \gg 1$, rezultă

$$i_c = i_0 \simeq i_E = constant. \qquad 5.2.6$$

Deci, avînd ca element de referință o diodă Zener, curentul de colector al tranzistorului, respectiv curentul prin sarcină este independent de rezistență sarcinii. În felul acesta am obținut un stabilizator de curent.

Scanned with OKEN Scanner

Limitările funcționării normale ale circuitului sînt:

— pentru o tensiune V_i fixă, sarcina R_s pe care se mai păstrează curentul constant I_0 este limitată superior de valoarea

$$R_s \simeq \frac{V_i - V_2}{I_0} \qquad 5.2.7$$

— V_i este limitată superior de tensiunea colector-emitor maxim admisă de tranzistor;

— I_0 este limitat superior de curentul de colector maxim admis de tranzistor.

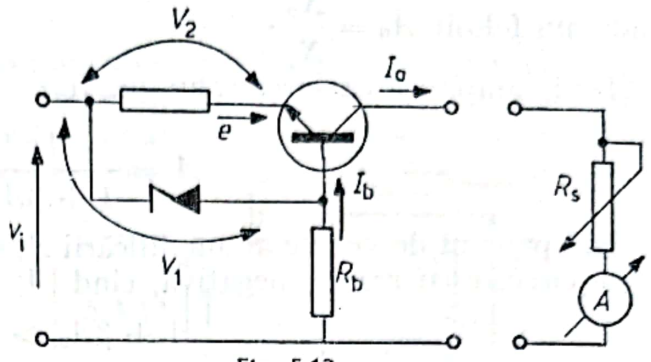


Fig. 5.13

5.3. OSCILATOARE. (GENERATOARE DE SEMNAL)

5.3.1. CONSIDERAȚII GENERALE

Oscilatoarele sînt circuite electronice capabile să genereze semnale cu forme de unde sinusoidale. Realizarea lor pornește de la un circuit de amplificare general (amplificatorul de bază), cu amplificarea A_0 căruia i se aplică o reacție pozitivă.

Să considerăm un astfel de circuit de reacție (fig.5.14,*a*) unde prin X s-a notat parametrul asupra căruia s-a aplicat reacția; β este factorul de reacție, care în general este complex, X_s este semnalul aplicat de la o sursă externă iar X_0 semnalul obținut prin amplificarea semnalului de intrare X_i în absența circuitului de reacție. Se face convenția de compunere a semnalelor X_i și X_f în circuitul de comparare în antifază

$$X_i = X_s - X_f \qquad 5.3.1$$

cu $X_f = \beta X_0$.

Amplificarea totală a circuitului cu reacție va fi

$$A = \frac{X_0}{X_s}. \qquad 5.3.2$$

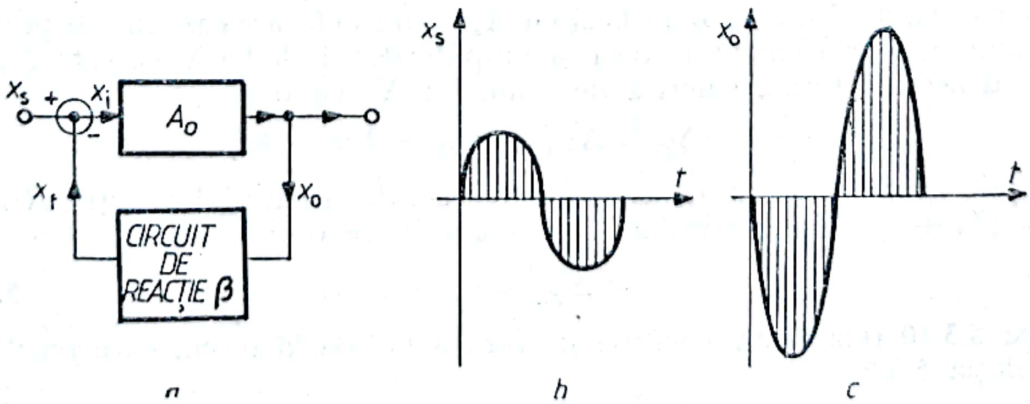


Fig. 5.14

Limitările funcționării normale ale circuitului sînt:

— pentru o tensiune V_i fixă, sarcina R_s pe care se mai păstrează curentul constant I_0 este limitată superior de valoarea

$$R_s \simeq \frac{V_i - V_2}{I_0} \qquad 5.2.7$$

— V_i este limitată superior de tensiunea colector-emitor maxim admisă de tranzistor;

— I_0 este limitat superior de curentul de colector maxim admis de tranzistor.

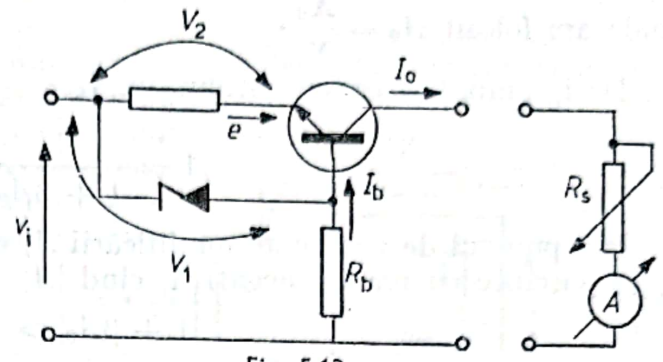


Fig. 5.13

5.3. OSCILATOARE. (GENERATOARE DE SEMNAL)

5.3.1. CONSIDERAȚII GENERALE

Oscilatoarele sînt circuite electronice capabile să genereze semnale cu forme de unde sinusoidale. Realizarea lor pornește de la un circuit de amplificare general (amplificatorul de bază), cu amplificarea A_0 căruia i se aplică o reacție pozitivă.

Să considerăm un astfel de circuit de reacție (fig.5.14,*a*) unde prin X s-a notat parametrul asupra căruia s-a aplicat reacția; β este factorul de reacție, care în general este complex, X_s este semnalul aplicat de la o sursă externă iar X_0 semnalul obținut prin amplificarea semnalului de intrare X_i în absența circuitului de reacție. Se face convenția de compunere a semnalelor X_i și X_f în circuitul de comparare în antifază

$$X_i = X_s - X_f \qquad 5.3.1$$

cu $X_f = \beta X_0$.

Amplificarea totală a circuitului cu reacție va fi

$$A = \frac{X_0}{X_s}. \qquad 5.3.2$$

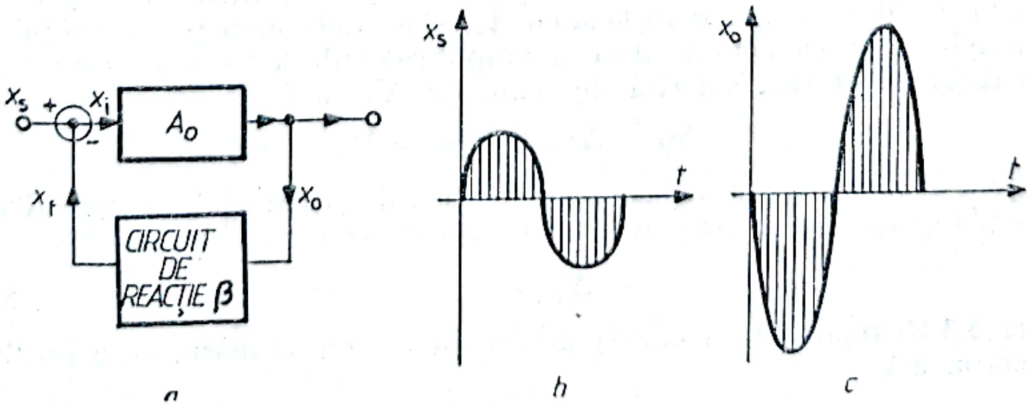


Fig. 5.14

Totodată X_s se poate scrie, din relația 5.3.1 ca fiind

$$X_s = X_i + X_f = X_i (1 + \beta A_0) \qquad 5.3.3$$

unde am folosit $A_0 = \frac{X_0}{X_i}$.

Deci, amplificarea circuitului va fi

$$A = \frac{A_0}{1 + \beta A_0}. \qquad 5.3.4$$

Din punctul de vedere al amplificării A, circuitele cu reacție se împart în:
— circuite cu reacție negativă, cînd $|A| < |A_0|$, deci

$$|1 + \beta A_0| > 1; \qquad 5.3.5$$

— circuite cu reacție pozitivă (regenerative), cînd $|A| > |A_0|$ deci

$$|1 + \beta A_0| < 1. \qquad 5.3.6$$

Oscilatoarele sînt cazuri particulare ale reacției pozitive, cînd

$$1 + \beta A_0 = 0. \qquad 5.3.7$$

În acest caz, amplificarea dată de circuit (din relația 5.3.4) devine infinită, semnificația fiind (v. relația 5.3.2) că circuitul are semnal de ieșire X_0 diferit de zero chiar cînd semnalul de la sursa externă X_s este nul. În felul acesta am definit un generator de semnal.

Să stabilim condițiile necesare pentru ca un circuit să funcționeze ca generator, de semnal, așa-numitele condiții ale lui Barkhausen. Pentru aceasta vom introduce la intrarea montajului din figura 5.14,*a* un semnal X_s sinusoidal (amorsare) ca în figura 5.14,*b*. Considerînd că amplificatorul de bază este inversor în raport cu faza mărimii X, la ieșire vom obține un semnal amplificat și în opoziție de fază (fig.5.14,*c*). Dacă prin intermediul circuitului de reacție preluăm acest semnal amplificat și îl introducem la intrare (presupunem sursa externă îndepărtată) astfel încît să suplinească sursa externă, procesul va continua de la sine. Or, pentru suplinirea sursei trebuie ca semnalul X_f să aibă aceeași amplitudine ca și cel inițial X_s. Practic, el trebuie atenuat de A_0 ori, adică să fie îndeplinită condiția

$$|\beta| = \frac{1}{|A_0|}. \qquad 5.3.8$$

Relația 5.3.8 reprezintă condiția de amplitudine a lui Barkhausen.

De asemenea, sosirea semnalelor la intrarea amplificatorului nu poate avea loc oricînd, ci neapărat în fază cu X_s. Cum defazarea pe care o produce orice amplificator elementar, deci și amplificatorul de bază A_0, este $\Delta\varphi = \pi$ atunci defazarea totală suferită de semnalul X_f va fi

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_A + \Delta\varphi_B = 2k\pi \qquad 5.3.9$$

unde prin $\Delta\varphi_B$ am notat defazarea introdusă de circuitul de reacție. Rezultă $\Delta\varphi_B = (2k + 1)\pi$; în particular pentru $k = 0$, se obține

$$\Delta\varphi_B = \pi. \qquad 5.3.10$$

Relația 5.3.10 reprezintă condiția de fază a lui Barkhausen, care rezultă și din relația 5.3.7

$$\beta A_0 = -1. \qquad 5.3.11$$

Scanned with OKEN Scanner

Folosind aceste condiții se pot stabili diferite tipuri de reacție care să conducă la obținerea de generatoare de semnale.

5.3.2. OSCILATOARE LC

Se va lucra în condiția ca amplificatorul de bază să prezinte la intrare o impedanță foarte mare (infinită). În figura 5.15 este dată schema de principiu a unui oscilator tip *LC*. În acest caz mărimea generală X din formalismul paragrafului precedent va fi tensiunea v. Prin definiție, atunci

$$A_0 = \frac{v}{v_i}. \qquad 5.3.12$$

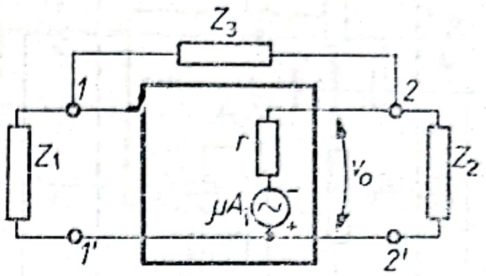


Fig. 5.15

Din analiza circuitului rezultă că impedanța pe care amplificatorul o simte în sarcină este

$$Z_L = Z_2 \parallel (Z_1 + Z_3), \qquad 5.3.13$$

iar tensiunea la ieșire

$$v_0 = -\frac{\mu v_i}{r + Z_L} Z_L. \qquad 5.3.14$$

Înlocuind în relația 5.3.12, se obține

$$A_0 = -\frac{\mu}{r + R_L} Z_L. \qquad 5.3.15$$

Totodată, din definiția factorului de reacție β

$$\beta = -\frac{v_i}{v_0} = -\frac{Z_1}{Z_1 + Z_3}. \qquad 5.3.16$$

Atunci

$$\beta A_0 = \frac{\mu Z_L}{r + Z_L} \cdot \frac{Z_1}{Z_1 + Z_3} = \frac{\mu Z_1 Z_2}{r(Z_1 + Z_2 + Z_3) + Z_2(Z_1 + Z_3)}. \qquad 5.3.17$$

Vom particulariza acum această relație, considerînd impedanțele Z_1, Z_2, Z_3 ca reactanțe pure (inductanțe sau capacități). În acest caz

$$Z_i = jX_i, \qquad i = 1, 2, 3, \qquad 5.3.18$$

unde reactanțele X_i pot fi capacitive $\left(X = -\frac{1}{C\omega}\right)$ sau inductive $(X = L\omega)$.

Înlocuind în relația 5.3.17 se obține

$$\beta A_0 = \frac{-\mu X_1 X_2}{jr(X_1 + X_2 + X_3) - X_2(X_1 + X_3)}. \qquad 5.3.19$$

Dintr-o primă condiție ca produsul βA_0 să fie real, rezultă evident

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0, \qquad 5.3.20$$

și în plus din condiția Barkhausen $\beta A = -1$, se obține

$$\frac{\mu X_1}{X_1 + X_3} = -1. \qquad 5.3.21$$

Scanned with OKEN Scanner

Relațiile 5.3.20 și 5.3.21 stabilesc o legătură necesară între reactanțele impedanțelor din circuitul analizat pentru ca acesta să funcționeze ca oscilator. Pentru a proiecta generatorul de semnal, trebuie alese practic trei reactanțe între care să existe aceste relații. Vom presupune în continuare reactanțele X_1 și X_3 de același fel și: $X_1 + X_3 = -X_2$. Înlocuind această relație în 5.3.21 se obține

$$X_2 = \mu X_1. \qquad 5.3.22$$

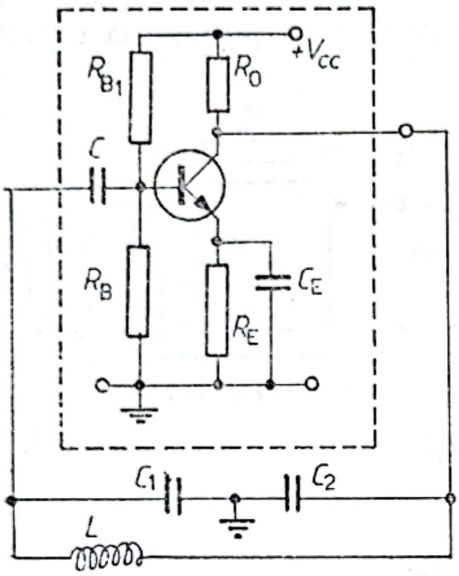


Fig. 5.16

Cum avem doar două ecuații pentru cele trei reactanțe necunoscute, una dintre ele se alege cu valoarea dată, ridicîndu-se astfel nedeterminarea.

În continuare vom studia două exemple, dintre cele mai uzuale.

a) **Oscilatorul LC de tip Colpitts.** Pornind de la un amplificator de bază simplu, realizat dintr-un tranzistor în montaj cu emitor comun (fig.5.16), se identifică $X_1 = -\dfrac{1}{\omega_0 C_1}$, $X_2 = -\dfrac{1}{\omega_0 C_2}$, $X_3 = L\omega_0$, unde ω_0 este pulsația dorită a semnalelor obținute. Considerînd că inductanța L este elementul care se alege dat, din condiția 5.3.20 rezultă

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \qquad 5.3.23$$

cu $C = \dfrac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$.

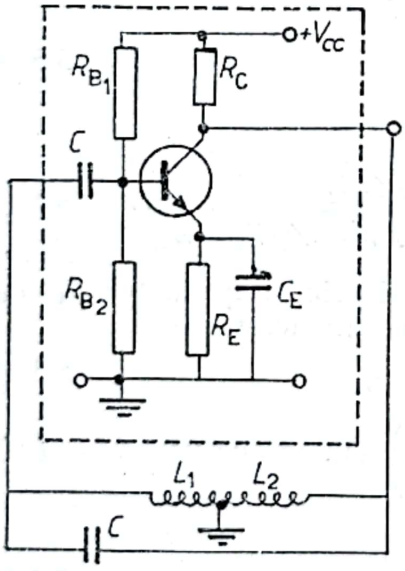


Fig. 5.17

Din această relație se scoate valoarea lui C. În plus, din condiția 5.3.22 rezultă

$$C_1 = \mu C_2. \qquad 5.3.24$$

Acest tip de oscilatoare se folosește de obicei la frecvențe înalte, de la cîțiva MHz la sute de MHz.

b) **Oscilatorul LC de tip Hartley.** Schema unui asemenea oscilator LC este prezentată în figura 5.17

Alegînd de data aceasta valoarea capacității C, împreună cu pulsația de oscilare ω_0, condițiile 5.3.20 și 5.3.22 devin:

$$\frac{1}{C\omega_0} = L_1\omega_0 + L_2\omega_0;\ \omega_0^2 = \frac{1}{(L_1 + L_2)C};\ L_2 = \mu L_1. \qquad 5.3.25$$

Din expresiile 5.3.25 rezultă valorile inductanțelor L_1 și L_2. Oscilatorul LC de tip Hartley este folosit de obicei în gama de frecvențe cuprinsă între cîteva sute de kHz și cîțiva MHz.

Scanned with OKEN Scanner

Se folosește de obicei pentru frecvențe joase, sub 50 kHz.

Schema de principiu pe care se va face analiza este redată în figura 5.18.

Impedanța de reacție directă este

$$Z_2 = R_2 + \frac{1}{j\omega C_2} = \frac{1+jR_2C_2\omega}{j\omega C_2} \qquad 5.3.26$$

iar impedanța din circuitul de intrare al amplificatorului de bază va fi

$$Z_1 = \frac{R_1}{1 + j\omega R_1 C_1} \cdot \qquad 5.3.27$$

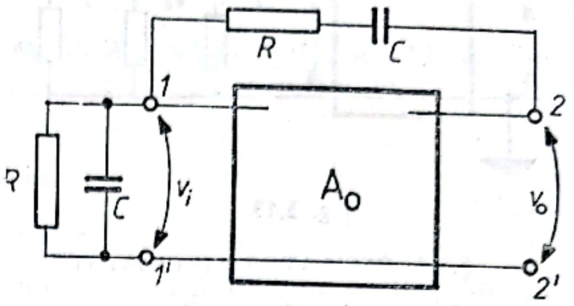


Fig. 5.18

Tensiunea v_i în montaj se poate scrie

$$v_i = \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} v_0. \qquad 5.3.28$$

Atunci

$$\beta = -\frac{v_i}{v_0} = -\frac{j\omega C_2 R_1}{1 - \omega^2 R_1 R_2 C_1 C_2 + j\omega(R_1C_1 + R_2C_2 + R_1C_2)} \cdot \qquad 5.3.29$$

Presupunînd amplificarea A_0 reală, o primă condiție pe care o impunem este ca și β să fie real, la frecvența de lucru ω_0, adică să avem

$$1 - \omega_0^2 R_1 R_2 C_1 C_2 = 0 \qquad 5.3.30$$

Rezultă

$$\beta = -\frac{C_2 R_1}{R_1 C_2 + R_1 C_1 + R_2 C_2} \cdot \qquad 5.3.31$$

În montaje, de obicei se folosește ca o condiție suplimentară

$$R_1 = R_2 = R \qquad \text{și} \qquad C_1 = C_2 = C \qquad 5.3.32$$

și deci

$$\beta = -\frac{1}{3} \cdot \qquad 5.3.33$$

Acest rezultat presupune neapărat o amplificare A_0 pozitivă (semnalul de ieșire în fază cu cel de intrare). Atunci, din $\beta A_0 = -1$ se ajunge imediat la condiția impusă amplificării.

$$A_0 = 3, \qquad 5.3.34$$

condiție realizabilă prin aplicarea și a unei reacții negative amplificatorului de bază, reacție care mărește simțitor stabilitatea funcționării.

Acest tip de oscilator la care amplificatorul de bază se presupune în fază se mai numește oscilator cu rețea Wien.

Un alt tip de oscilator *RC* des folosit este oscilatorul cu celule de defazare. Acesta folosește un amplificator de bază cu amplificarea A_0 reală, dar cu semnalul de ieșire în opoziție de fază față de cel de intrare. În aceste circuite

Scanned with OKEN Scanner

se folosesc celule de defazare RC. Un exemplu de astfel de circuit este prezentat în figura 5.19. Un studiu amănunțit al circuitului, analog celui făcut la oscilatorul cu rețea Wien, conduce la amplificarea minimă necesară amorsării oscilațiilor

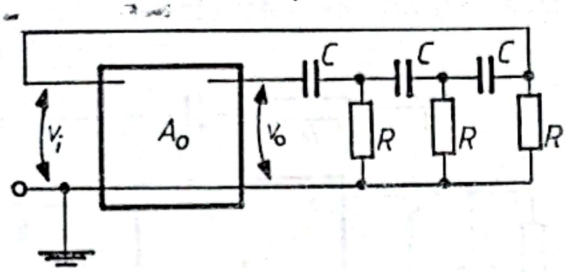


Fig. 5.19

$$A_0 = 29, \qquad 5.3.35$$

în timp ce pulsația oscilațiilor obținute va fi

$$\omega_0 = \frac{\sqrt{6}}{RC}. \qquad 5.3.36$$

5.3.4. OSCILATOR CU CRISTAL

Acest tip de oscilatoare se caracterizează printr-o bună stabilitate a frecvenței, grație rezonanței mecanice a cristalului folosit. În mod curent se folosesc cristale de cuarț, datorită proprietăților piezoelectrice ale acestuia.

Astfel, dacă se aplică o tensiune alternativă pe două armături metalice pe care este montat cristalul, acesta începe să vibreze. În funcție de grosimea cristalului există o frecvență la care vibrațiile mecanice intră în rezonanță cu variațiile tensiunii aplicate. În figura 5.20,*a* se prezintă simbolul și schema echivalentă a cristalului de cuarț.

Din punct de vedere al aplicațiilor, cristalele de cuarț sînt folosite în două moduri:

— în oscilatoare care lucrează exact pe o frecvență de rezonanță a cristalului;

— în oscilatoare a căror frecvență este ușor decalată de cea de rezonanță a cristalului.

În figura 5.20,*b* și *c* sînt arătate două tipuri de oscilatoare cu cuarț de tip Pierce.

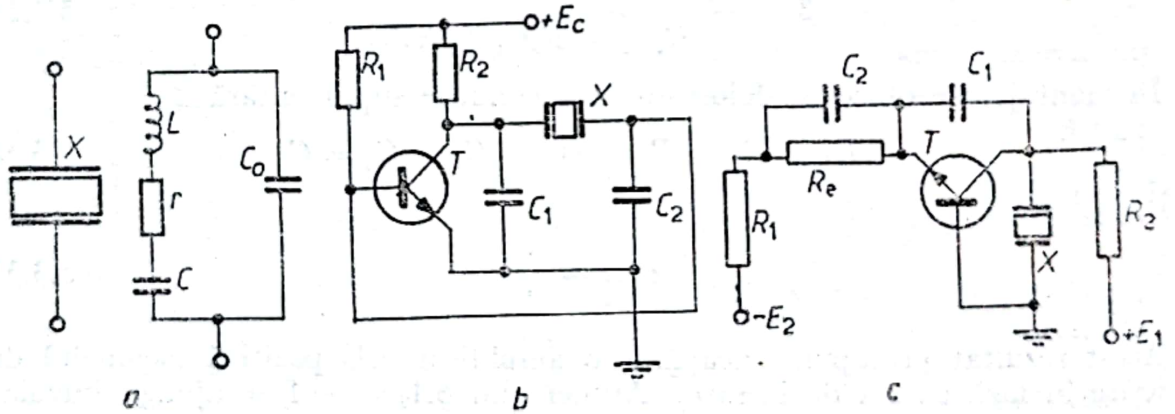


Fig. 5.20

5.4. MODULAȚIA ȘI DEMODULAȚIA SEMNALELOR

5.4.1. MODULAȚIA DE AMPLITUDINE

Procesul modulației constă în varierea unuia din parametrii unui semnal sinusoidal (amplitudine, frecvență sau fază) în funcție de un semnal util, aleatoriu. În mod obișnuit, semnalul util este un semnal de audiofrec-

Scanned with OKEN Scanner

venţă (S_1) denumit şi semnal modulator iar cel sinusoidal de radiofrecvenţă (S_2) denumit şi purtătoare. În acest proces de modulare rezultă un al treilea semnal, semnalul modulat (S_m).

La modulaţia în amplitudine parametrul ce variază în ritmul semnalului modulator este amplitudinea purtătoarei, ceilalţi parametrii rămînînd constanţi.

Pentru început vom presupune şi semnalul modulator de formă sinusoidală. Atunci, considerînd ω_1 şi ω_2 pulsaţiile celor două semnale, tensiunile semnalelor se pot scrie:

$$v_1 = V_1 \sin\omega_1 t$$
$$v_2 = V_2 \sin\omega_2 t. \qquad 5.4.1$$

Aceste semnale aplicate într-un punct de compunere a oscilaţiilor (de exemplu în baza unui tranzistor) generează în circuitul de ieşire un curent modulat de forma

$$i_m = (I_2 + I_1 \sin\omega_1 t)\sin\omega_2 t \qquad 5.4.2$$

sau, prelucrînd expresia şi notînd $m = I_1/I_2$,

$$i_m = I_2(1 + m \sin\omega_1 t)\sin\omega_2 t. \qquad 5.4.3$$

Această compunere a oscilaţiilor este ilustrată în figura 5.21,*a*,*b*,*c*. Conturul undei modulate (fig.5.21,*c*) se numeşte înfăşurătoare sau anvelopă de modulaţie şi ea trebuie să fie identică (ca formă) cu semnalul modulator (fig.5.21,*b*).

Prelucrînd în continuare expresia 5.4.3 prin folosirea unor relaţii trigonometrice adecvate, rezultă expresia generală a semnalului cu modulaţie de amplitudine

$$i_m = I_2 \sin\omega_2 t + \frac{1}{2} m I_2 \cos(\omega_2 - \omega_1)t - \frac{1}{2} m I_2 \cos(\omega_2 + \omega_2). \qquad 5.4.4$$

Se pun astfel în evidenţă componentele semnalului modulat, deci spectrul de frecvenţe al unei oscilaţii cu modulaţie de amplitudine:

— purtătoarea, de amplitudine I_2 şi pulsaţie ω_2;

— două componente laterale, de amplitudini egale $\frac{1}{2} mI_2$ şi situate de o parte şi de alta a purtătoarei, cu pulsaţiile $(\omega_2 - \omega_1)$ şi respectiv $(\omega_2 + \omega_1)$, sau altfel spus, cu frecvenţele $(f_2 - f_1)$ respectiv $(f_1 + f_2)$ unde $f_1 = \frac{\omega_1}{2\pi}$ şi $F_2 = \omega_2/2\pi$.

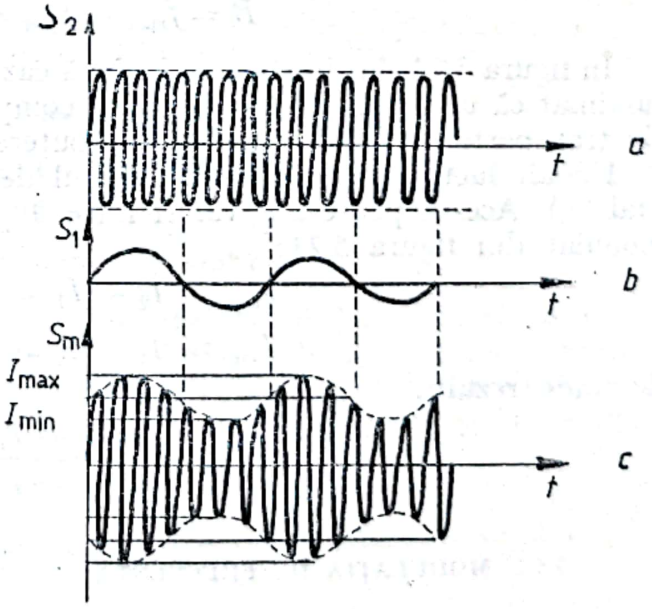


Fig. 5.21

În realitate însă, modularea se realizează cu semnale complexe, nesinusoidale, aducerea la o formă apropiată de relaţia 5.4.4 făcîndu-se prin descompunerea acestor semnale în serie Fourier, caz în care expresia curentului

Scanned with OKEN Scanner

modulat va conține o serie de produse de forma $\sin \omega_2 t \cdot \sin n\omega_1 t$, cu n = număr natural. Fiecare din aceste produse dă naștere la două componente laterale, astfel încît spectrul conține un număr de componente egal cu dublul numărului frecvențelor modulatoare.

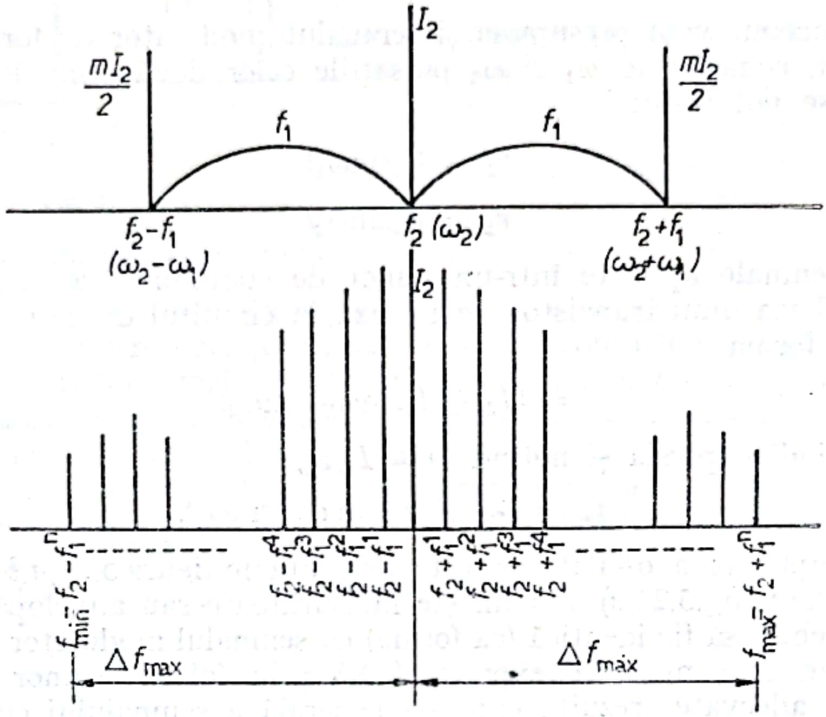


Fig. 5.22

În acest caz se definește banda de frecvențe a unui semnal cu modulație de amplitudine

$$B = f_{max} - f_{min} = 2f_{1max}. \qquad 5.4.5$$

În figura 5.22 sînt ilustrate cele două cazuri de modulație descrise. Trebuie subliniat că undele laterale reprezintă componente reale ale undei modulate, ele transportînd efectiv o parte din puterea semnalului modulator.

Un alt factor important este gradul de modulație m (exprimat procentual %). Acesta poate lua valori între 0 și 100%. Astfel, pentru semnalul modulat din figura 5.21:

$$I_{max} = I_2 + I_1 = I_2(1 + m)$$
$$I_{min} = I_2 - I_1 = I_2(1 - m)$$

de unde rezultă

$$m = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \qquad 5.4.6$$

5.4.2. MODULAȚIA DE FRECVENȚĂ

Modulația de frecvență constă în varierea frecvenței purtătoarei în ritmul semnalului modulator, amplitudinea rămînînd constantă (fig. 5.23*a,b,c*).

Fie forma sinusoidală a purtătoarei (fig.5.23,*b*)

$$i_2 = I_2 \sin(\omega_2 t + \varphi) = I_2 \sin \Phi. \qquad 5.4.7$$

Scanned with OKEN Scanner

Cum faza totală este o mărime variabilă (Φ) în timp, se definește pulsația unghiulară

$$\omega_v = \frac{d\Phi}{dt} = \omega_2 + \frac{d\varphi}{dt} \qquad 5.4.8$$

respectiv frecvența unghiulară

$$f_v = \frac{\omega_v}{2\pi}. \qquad 5.4.9$$

Pulsația (frecvența) unghiulară variază după o lege impusă de semnalul modulator astfel încît:

$$\omega_v = \omega_2 + kI_1 \cos \omega_1 t;$$

$$f_v = f_2 + \frac{kI_1}{2\pi} \cos \omega_1 t \qquad 5.4.10$$

unde k este o constantă.

În aceste condiții faza totală la un timp t va fi

$$\Phi = \int^t \omega_v dt = \omega_2 t + \frac{kI_1}{\omega_1} \sin \omega_1 t. \qquad 5.4.11$$

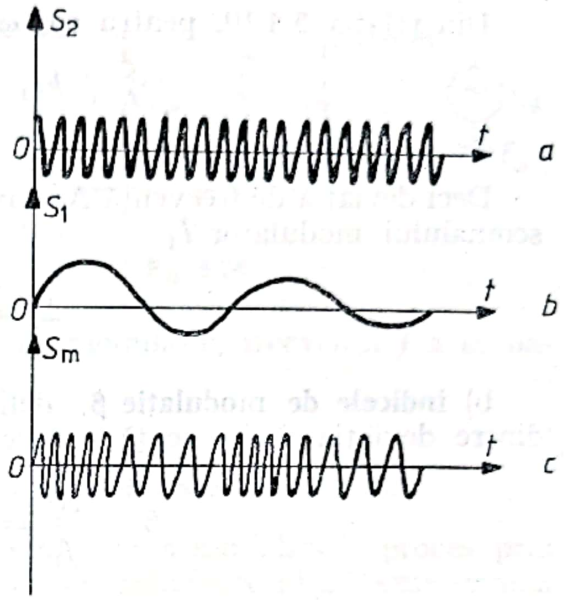


Fig. 5.23

Introducînd rezultatul în expresia 5.4.7 rezultă expresia generală a unui semnal cu modulație de frecvență

$$i_m = I_2 \sin\Phi = I_2 \sin(\omega_2 t + \beta \sin\omega_1 t), \qquad 5.4.12$$

unde prin β s-a notat raportul $\frac{kI_1}{\omega_1}$.

Prelucrînd în continuare expresia 5.4.12 se ajunge la forma

$$i_m = I_2[\sin\omega_2 t \cos(\beta \sin\omega_2 t) + \sin(\beta \sin\omega_1 t)\cos\omega_2 t]. \qquad 5.4.13$$

Prin dezvoltarea în serie Mac Laurin a funcțiilor trigonometrice compuse ce apar în relație, se obțin termeni în

$$\sin \omega_1 t, \sin^2 \omega_1 t \ldots \sin^n \omega_1 t$$

care la rîndul lor, descompuși, generează o serie de sinusuri și cosinusuri de pulsații ω_1, $2\omega_1$, . , $n\omega_1$. Din relația 5.4.13 se observă că acești termeni astfel obținuți se înmulțesc cu sin $\omega_2 t$ respectiv cu cos$\omega_2 t$, fiecare produs conducînd la formarea a două componente avînd pulsațiile sumă și diferență

$$(\omega_2 \pm \omega_1; \omega_2 \pm 2\omega_1, \ldots, \omega_2 \pm n\omega_1).$$

Spectrul unei oscilații cu modulație de frecvență este compus din:

— o purtătoare I_p de frecvență f_2,

— o inifinitate de componente laterale, de amplitudini și frecvențe rezultate din relația 5.4.13.

Banda de frecvențe a semnalelor cu modulație de frecvență este foarte largă (teoretic infinită), practic limitată la valoarea componentelor a căror amplitudine nu scade sub 2% din amplitudinea purtătoarei modulate.

Scanned with OKEN Scanner

Semnalele cu modulație de frecvență sînt caracterizate de:

a) **deviația de frecvență** Δf, care reprezintă abaterea maximă a frecvenței semnalului modulat față de frecvența f_2 a purtătoarei

$$\Delta f = f_{max} - f = f - f_{min}. \qquad 5.4.14$$

Din relația 5.4.10, pentru $\cos \omega_1 t = \pm 1$ se obțin

$$f_{max} = f_2 + \frac{kI_1}{2\pi} \quad \text{și} \quad f_{min} = f_2 - \frac{kI_1}{2\pi}. \qquad 5.4.15$$

Deci deviația de frecvență Δf variază direct proporțional cu amplitudinea semnalului modulator I_1

$$\Delta f = \frac{k}{2\pi} I_1. \qquad 5.4.16$$

b) **indicele de modulație** β, definit anterior, care reprezintă raportul dintre deviația de frecvență și frecvența modulatoare

$$\beta = \frac{\Delta f}{f_1} = \frac{kI_1}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\omega_1} = \frac{kI_1}{\omega_1}. \qquad 5.4.17$$

În caracterizarea sistemelor de transmisie se folosește valoarea maximă a frecvenței modulatoare

$$\beta_t = \frac{\Delta f}{f_{1max}}. \qquad 5.4.18$$

Avantajele modulației de frecvență față de modulația de amplitudine sînt:

— faptul că amplitudinea semnalului modulat se menține constantă face ca etajele postului de emisie să lucreze în condiții optime;

— randamentul emițătoarelor este îmbunătățit;

— calitatea transmisiei este ridicată, datorită, pe de o parte faptului că spectrul de frecvențe este bogat în armonice, iar pe de altă parte distorsiunilor reduse atît la emisie cît și la recepție, cît și datorită raportului semnal/zgomot îmbunătățit.

Ca dezavantaj principal se menționează banda de frecvențe foarte largă.

Un exemplu de modulație de frecvență este cel în care se folosește o diodă varicap. Acest tip de diode se caracterizează în principal prin faptul că la polarizarea inversă își modifică capacitatea de barieră a joncțiunii (C_b) în funcție de tensiunea inversă aplicată (v. §3.4.4). Această variație are loc după o lege de tipul

$$C_b = C_{bo}\left(\frac{V_c}{v_a + V_c}\right)^{\gamma} \qquad 5.4.19$$

unde V_c este bariera de potențial naturală („de contact"); v_a — tensiunea inversă aplicată diodei C_{bo} — valoarea capacității de barieră corespunzătoare cazului $v_a = 0$; γ — un coeficient ce poate lua valori între 1/3 și 1/2.

Se observă deci că dacă v_a este o tensiune de modulație, se obține o variație a capacității C_b a diodei în ritmul semnalului modulator.

Scanned with OKEN Scanner

În figura 5.24 este reprezentat un astfel de montaj. Tensiunea totală aplicată diodei este

$$v_a = E_0 + v_{AF}, \qquad 5.4.20$$

unde v_{AF} este semnalul modulator; frecvența de oscilație a circuitului oscilant este dată de

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L[C + p^2(C_0 + C_b)]}}; \qquad 5.4.21$$

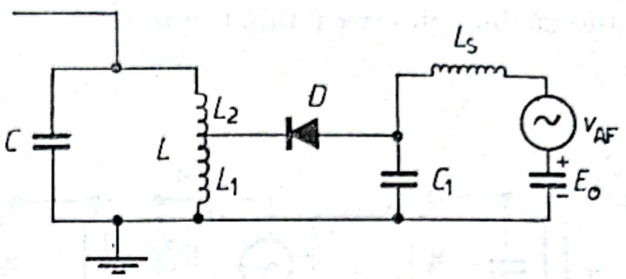


Fig. 5.24

unde C_0 este capacitatea internă statică a diodei și $p = L_1/L$.
Cum C_b variază în funcție de tensiunea de modulație, frecvența f a oscilatorului va varia în același ritm.

5.4.3. DEMODULAREA SEMNALELOR MODULATE ÎN AMPLITUDINE

Demodularea (detecția) este procesul invers modulației, proces prin care sînt puse în evidență semnalele utile de audiofrecvență. Acest semnal util extras va trebui să fie cît mai fidel față de cel folosit inițial la modulare.

Practic, în procesul de demodulare trebuie să se separe o frecvență joasă pornind de la o frecvență înaltă, acest lucru putîndu-se realiza numai prin intermediul unor dispozitive electronice neliniare (tuburi electronice, diode semiconductoare, tranzistori).

Parametrii ce caracterizează procesul detecției sînt:

a) randamentul (eficiența) demodulării, care exprimă dependența dintre amplitudinea tensiunii utile de la ieșirea demodulatorului și amplitudinea tensiunii modulate la intrare

$$\eta_d = \frac{v_a}{mv_0} \cdot 100\ [\%]; \qquad 5.4.22$$

b) rezistența de intrare, exprimată prin raportul dintre tensiunea de radiofrecvență aplicată detectorului și fundamentala curentului de radiofrecvență din circuitul de intrare

$$R_{int} = \frac{v_0}{I_1}; \qquad 5.4.23$$

c) coeficientul total de distorsiuni, care definește calitatea detecției.

Două exemple de detectoare simple cu diode semiconductoare pentru semnale cu modulație de amplitudine sînt prezentate în figura 5.25,*a* și *b*. Aceste detectoare prezintă în general dezavantajul instabilității la variația temperaturii, impunînd folosirea unor circuite de compensare termică.

Tranzistorii folosiți în etajele demodulatoare asigură un randament η_d mai bun decît diodele semiconductoare, ei putînd avea concomitent și funcții de amplificare a semnalului detectat.

În figura 5.26 este prezentat un astfel de etaj, în care tranzistorul este folosit în conexiune *EC*.

Scanned with OKEN Scanner

5.4.4. DEMODULAREA SEMNALELOR CU MODULARE DE FRECVENȚĂ

La semnalele cu modulare de frecvență informația utilă este conținută în variațiile frecvenței, în timp ce zgomotele provoacă variații ale amplitudinii. Rezultă că un demodulator de semnale cu modulare de frecvență trebuie să îndeplinească funcțiunile:

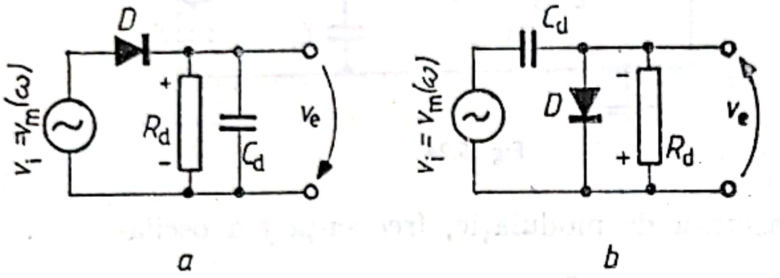


Fig. 5.25

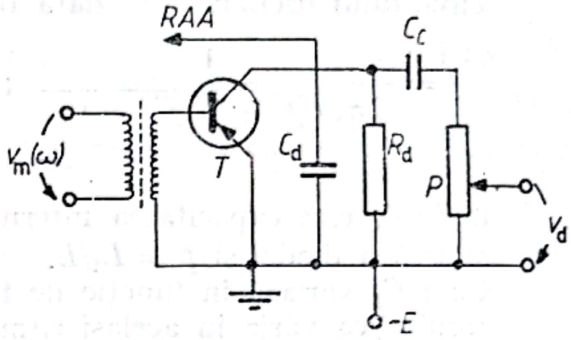


Fig. 5.26

Fig. 5.27

— să furnizeze un semnal proporțional cu variația frecvenței semnalului de intrare;

— să nu reacționeze la variațiile de amplitudine ale semnalului recepționat.

Acest lucru se realizează introducînd în calea semnalelor de intrare un limitator de amplitudine care să elimine zgomotele modulate în amplitudine. Schema generală a unui demodulator de acest tip este dată în figura 5.27. Se observă că după limitatorul de amplitudine semnalul se aplică discriminatorului de frecvențe care transformă semnalele modulate în frevcență în semnale cu modulație de amplitudine, acestea fiind apoi detectate cu un demodulator de semnale cu modulație de amplitudine.

5.5. POLARIZAREA ETAJELOR DE AMPLIFICARE CU TRANZISTORI. STABILIZAREA TERMICĂ

Polarizarea celui mai simplu etaj de amplificare cu un tranzistor, la care se reduce pînă la urmă orice schemă de polarizare, oricît de complicată ar fi, reprezintă operația de alegere a punctului static de funcționare și determinarea stabilității acestuia în funcție de variația temperaturii.

De obicei, operația de stabilire a punctului static de funcționare se face grafic, pe caracteristica de ieșire a tranzistorului (fig. 5.28, *a*). Vom face discuția unui circuit cu polarizare fixă (fig. 5.28, *b*). Presupunînd montajul destinat lucrului la semnale mici, efortul trebuie îndreptat spre alegerea punctului de funcționare în zona liniară a caracteristicii, totodată avînd grijă ca regimul dinamic să nu-l scoată din această zonă.

Scanned with OKEN Scanner

5.5.1. DREPTELE DE SARCINĂ STATICĂ (DC) ȘI DINAMICĂ (AC)

Să presupunem că R_c are o astfel de valoare încît, dreapta de sarcină statică este (d_1) din figura 5.28, *a*. Valoarea lui R_C rezultă evident din ecuația dreptei de sarcină (respectiv panta ei)

$$I_C = \frac{V_{CC} - V_{CE}}{R_C} \qquad 5.5.1$$

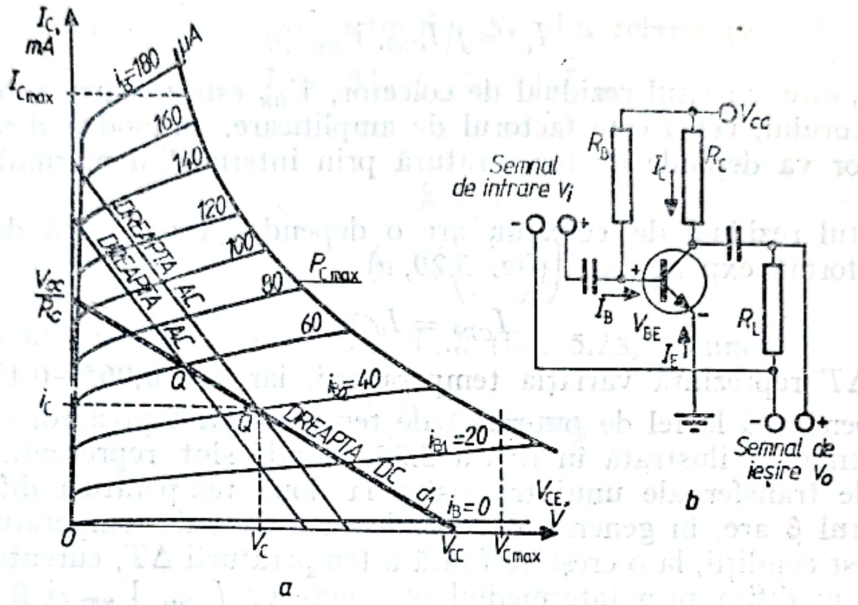


Fig. 5.28

pentru că în regim static, neavînd componenta alternativă, R_L se comportă ca o rezistență infinită.

Dacă semnalul de intrare (curentul de bază) va fi mare și simetric, trebuie amplasat punctul de funcționare Q_1 în mijlocul dreptei de sarcină. Pentru circuitul din figura 5.28, *b* se alege curentul bazei egal cu $I_B = 40$ μA dat de

$$I_B = \frac{V_{CC} - V_{BE}}{R_B} \simeq \frac{V_{CC}}{R_B}; \qquad 5.5.2$$

se poate astfel dimensiona rezistența R_B.

Punctul Q_1 fiind simetric, tensiunea și curentul de colector pot varia aproximativ simetric în jurul punctului de funcționare Q_1.

Presupunînd că la frecvențele de lucru condensatorul de cuplaj prezintă o reactanță nulă, dreapta de sarcină dinamică va avea o pantă dată de formula

$$I_C = \frac{V_{cc} - V_{CE}}{R'_L} \qquad 5.5.3$$

unde $R'_L = R_L \,||\, R_c$ și va trece prin punctul Q_1.

Dacă se aplică la intrare un semnal de amplitudine mai mare decît 40 μA, pentru a evita intrarea în regim de tăiere, punctul static de funcționare trebuie amplasat mai sus, de exemplu în Q_2. În felul acesta, dreapta de sarcină dinamică trecînd prin Q_2, se obține, fără distorsiuni mari, cel mai mare semnal de ieșire.

Scanned with OKEN Scanner

O dată cu creşterea temperaturii, din motive ce vor fi expuse mai jos, în funcţionarea unui circuit de amplificare vor interveni modificări, în sensul că dreapta de sarcină va ocupa poziţii diferite faţă de caracteristicile de ieşire la diferite temperaturi. Stabilizarea termică a circuitului presupune alegerea unei reţele de polarizare care să ducă la o influenţă cît mai mică a temperaturii asupra funcţionării amplificatorului.

Expresia generală a curentului de colector este (v. 3.6.8 şi 3.6.28)

$$I_C = f(I_{CB0}, V_{BE}, \beta) \qquad 5.5.4$$

unde I_{CB0} este curentul rezidual de colector, V_{BE} este tensiunea bază-emitor a tranzistorului, iar β este factorul de amplificare. În mod evident, curentul de colector va depinde de temperatură prin intermediul mărimilor de care depinde.

Curentul rezidual de colector are o dependenţă puternică de temperatură, de formă exponenţială (fig. 5.29, *a*)

$$I_{CB0} = I_0 e^{\alpha \Delta T} \qquad 5.5.5$$

în care ΔT reprezintă variaţia temperaturii, iar $\alpha = 0{,}065 - 0{,}1°C$.

O dependenţă la fel de puternică de temperatură o prezintă şi tensiunea V_{BE}, dependenţă ilustrată în figura 5.29, *b* unde sînt reprezentate caracteristicile de transfer ale unui tranzistor la două temperaturi diferite.

Factorul β are, în general, o dependenţă liniară de temperatură.

În acest condiţii, la o creştere finită a temperaturii ΔT, curentul de colector se va modifica prin intermediul parametrilor I_{CB0}, V_{BE} şi β

$$\Delta I_c = \left(\frac{\partial I_C}{\partial I_{CB0}} - \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} + \frac{\partial I_C}{\partial |V_{BE}|} \cdot \frac{\partial |V_{BE}|}{\partial T} + \frac{\partial I_C}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial T} \right) \Delta T. \qquad 5.5.6$$

Se definesc:

— factorul de sensibilitate cu temperatura în raport cu curentul rezidual de colector

$$S_1 = \frac{\partial I_C}{\partial I_{CB0}};$$

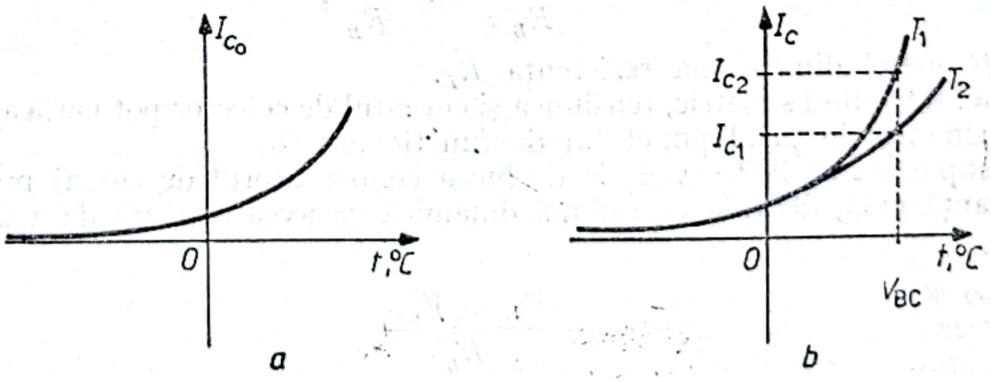


Fig. 5.29

— factorul de sensibilitate cu temperatura în raport cu tensiunea V_{BE}

$$S_2 = \frac{\partial I_C}{\partial |V_{BE}|};$$

Scanned with OKEN Scanner

— factorul de sensibilitate cu temperatura în raport cu β

$$S_3 = \frac{\partial I_C}{\partial \beta}.$$

Pentru a avea o bună stabilitate cu temperatura, se cere ca ΔI_c să fie minimă sau nulă, adică, factorii de sensibilitate S_1, S_2, S_3 (deci și factorul total S) să fie cît mai mici.

Pentru calculul concret al factorului S_1, din relația (v. 3.2.25 și 3.2.26)

$$I_C = \beta I_B + (\beta + 1) I_{CB0} \qquad 5.5.7$$

se obține imediat

$$S_1 = \frac{\beta + 1}{1 - \beta\left(\frac{\partial I_B}{\partial I_{CB0}}\right)}. \qquad 5.5.8$$

Pentru un circuit cu polarizare fixă (fig. 5.28, *b*), unde

$$I_B \approx \frac{V_{CC}}{R_B} \approx constant,$$

rezultă

$$S_1 = \beta + 1 \qquad 5.5.9$$

deci o valoare deosebit de mare (cel puțin 100). Semnificația fizică a acestei expresii este că pentru o variație dată a curentului I_{CB0} datorată temperaturii, variația curentului de colector I_{CB0} este de $(\beta + 1)$ ori mai mare.

Pentru un circuit cu polarizare colector-bază (fig. 5.30, *a*), la care se poate scrie relația

$$V_{CC} = R_C(I_C + I_B) + R_B I_B + V_{BE}, \qquad 5.5.10$$

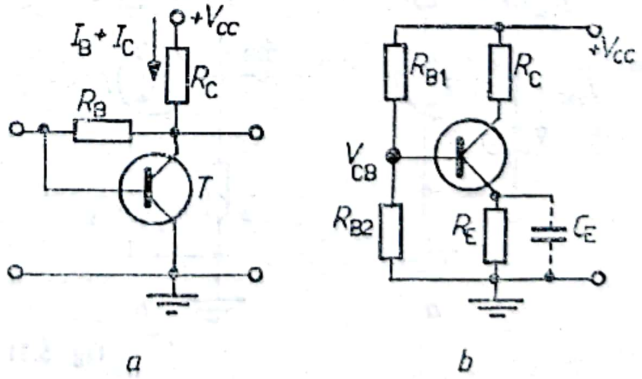
rezultă

$$\frac{\partial I_B}{\partial I_C} = -\frac{R_C}{R_B + R_C}$$

și respectiv,

$$S_1 = \frac{(\beta + 1)\,(1 + R_B/R_C)}{\beta + 1 + R_B/R_E}. \qquad 5.5.11$$

Pentru un raport normal în circuitele practice de $R_B/R_C = 5 - 10$ și $\beta = 100$ rezultă $S_1 \approx 10$ ceea ce indică o îmbunătățire simțitoare față de circuitul precedent.



a *b*

Fig. 5.30

Uneori, în funcție de cazul în care se folosește montajul, se impune o rezistență mică de colector, care mărește mult raportul R_B/R_C, ceea ce ridică valoarea factorului S_1. În acest caz se folosește circuitul cu autopolarizare din figura 5.30, *b*. Curentul prin rezistența R_E produce o cădere de

Scanned with OKEN Scanner

tensiune în direcția polarizării inverse a joncțiunii emitorului. Polarizarea bazei se obține de la sursă, prin rezistențele R_{B1} și R_{B2}, astfel încît

$$V_{BB} = V_{BE} + V_E \simeq \frac{V_{CC}}{R_{B1} + R_{B2}} \cdot R_{B2} \qquad 5.5.12$$

unde am neglijat curentul prin bază față de curentul care circulă prin divizorul (R_{B1}, R_{B2}).

În felul acesta V_{BB} devine practic independent de I_{CO}.

Totodată factorul de sensibilitate S_1 pentru acest circuit este

$$S_1 = \frac{(\beta + 1)\left(1 + \dfrac{R_B}{R_C}\right)}{(\beta + 1) + \dfrac{R_B}{R_C}}, \qquad 5.5.13$$

unde $R_B = R_{B1} \,||\, R_{B2}$. În felul acesta se pot aranja rezistențele R_{B1} și R_{B2} astfel încît raportul R_B/R_C să fie cît mai mic, ceea ce duce la o minimizare suficient de mare a lui S_1. Este de semnalat că acest avantaj adus de prezentul montaj este însoțit de două efecte negative: în primul rînd, prin micșorarea rezistenței R_B se produce un consum de putere inutil de la sursa de alimentare, în al doilea rînd, datorită reacției negative pe care o introduce R_E scade amplificarea montajului. Acest ultim dezavantaj este remediabil prin șuntarea rezistenței R_E cu un condensator de valoare suficient de mare, care în curent alternativ, la frecvență de lucru, să pună emitorul la masă.

Pentru stabilizarea termică a punctului de funcționare se folosesc și diverse metode de compensare termică. Astfel pentru compensarea curentului I_{C0} se folosește schema din figura 5.31, *a*, unde se pot scrie relațiile:

$$I_1 = I_B + I_{sat};\ V_{CC} = R_B I_1 + V_{BE};\ I_1 \simeq \frac{V_{CC}}{R_B} \qquad 5.5.14$$

$$I_C = \beta I_E + (\beta + 1) I_{CB0} = \beta I_1 - \beta I_{sat} + (\beta + 1) I_{CB0}.$$

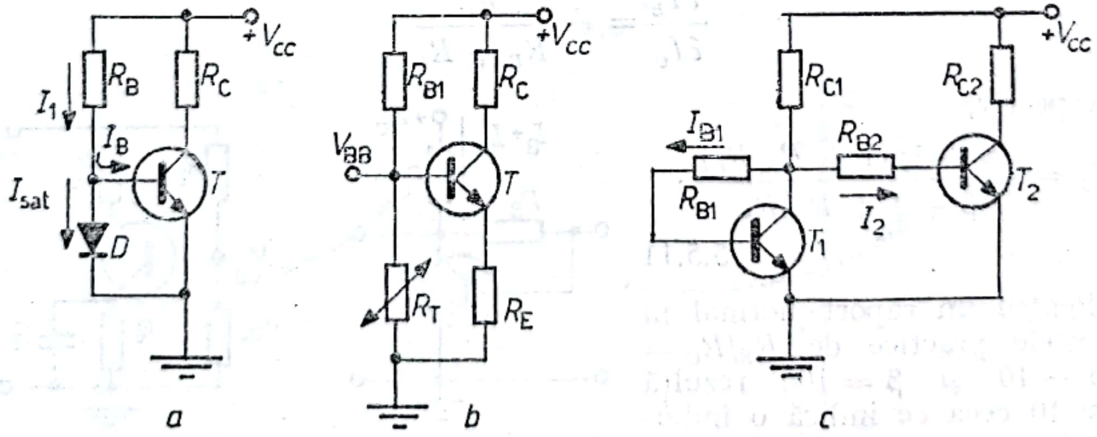


Fig. 5.31

Cum I_{CB0} și I_{sat} au o variație cu temperatura asemănătoare, apariția lor cu semn schimbat și cu același factor (aproximativ) duce la anularea variației lui I_{C0}.

Pentru compensarea tensiunii V_{BE} se folosesc termistori, ca în figura 5.31,*b*, unde

Scanned with OKEN Scanner

$$V_{BB} = V_{CC} \frac{R_T}{R_T + R_B}. \qquad 5.5.15$$

Cum R_T scade cu temperatura, se poate aranja astfel încît această scădere să compenseze variația tensiunii V_{BB} dată de creșterea temperaturii.

O altă metodă de compensare, pe care nu o vom discuta aici, este compensarea cu tranzistor. Un exemplu este dat în figura 5.31, *c*.

5.6. AMPLIFICATOARE CU TRANZISTORI

5.6.1. CLASIFICARE. CARACTERISTICI GENERALE

Amplificatoarele sînt circuitele electronice care măresc puterea unui semnal electric, lăsînd neschimbată variația lui în timp. Clasificarea amplificatoarelor se face de obicei după două criterii:

a) După banda de frecvențe transmisă:

— amplificatoare de curent continuu, care transmit o bandă cuprinsă între zero și o frecvență oarecare f;

— amplificatoare de bandă largă, care transmit o bandă de frecvențe cuprinsă între două limite (f_j, f_s). Raportul dintre frecvența cea mai înaltă a benzii transmise și frecvența cea mai joasă este cuprins între 10 și 10^5;

— amplificatoare selective, care au raportul $f_s/f_j = 1, \ldots, 1, 2$.

b) După mărimea semnalului de la ieșire:

— amplificatoare de semnal mic (amplificatoare de tensiune), la care punctul de funcționare nu este scos din limitele domeniului rectiliniu al caracteristicii amplificatorului. Acestea lucrează practic cu ieșirea în gol (pe o impedanță cît mai mare);

— amplificatoare de semnal mare (amplificatoare de putere), la care punctul de funcționare pătrunde în domeniul neliniar al caracteristicilor, și lucrează pe o sarcină bine definită.

Cele mai importante caracteristici ale amplificatoarelor sînt:

— **Amplificarea în tensiune** care reprezintă raportul dintre tensiunea la ieșire și tensiunea la intrare a amplificatorului

$$A_V = \frac{V_{ieș}}{V_{intr}}. \qquad 5.6.1$$

În practică se folosește de obicei o mărime derivată, **cîștigul în tensiune**

$$G_V = 20 \log \frac{V_{ieș}}{V_{intr}}, \ [\mathrm{d}B]. \qquad 5.6.2$$

— **Amplificarea în putere** care reprezintă raportul dintre puterea la ieșirea amplificatorului și puterea la intrarea lui

$$A_p = \frac{P_{ieș}}{P_{intr}}. \qquad 5.6.3$$

Analog, **cîștigul în putere**, în dB este

$$G_p = 10 \log \frac{P_{ieș}}{P_{intr}}. \qquad 5.6.4$$

Scanned with OKEN Scanner

— **Distorsiunile unui amplificator** se exprimă prin gradul de deformare a semnalului amplificat față de cel de la intrare.

— **Sensibilitatea** este o altă caracteristică a amplificatoarelor. Se exprimă prin tensiunea minimă de la intrare care asigură la ieșire puterea utilă nominală în sarcină.

— **Raportul semnal-zgomot** al amplificatorului este raportul dintre tensiunea de semnal la ieșirea amplificatorului și tensiunea de zgomot propriu la ieșire, determinate pentru semnalul de amplitudine minimă ce urmează a fi amplificat. Prin zgomot propriu se înțelege semnalul existent la ieșirea amplificatorului pentru semnal nul la intrare.

— **Gama dinamică** a amplificatorului este raportul dintre amplitudinea semnalului de tărie maximă și amplitudinea semnalului de tărie minimă pe care le poate da amplificatorul la ieșirea sa.

— **Caracteristica de frecvență** reprezintă curba variației tensiunii de la ieșire în funcție de frecvență, cînd tensiunea de semnal de la intrare este menținută constantă. În acest context se poate defini banda de trecere a unui amplificator ca reprezentînd banda de frecvențe în interiorul căreia cîștigul nu variază cu mai mult de 3 dB.

În anumite situații, foarte importante pentru alegerea unui tip sau altul de amplificatoare sînt și impedanțele de intrare, respectiv de ieșire ale acestora.

Un amplificator poate fi modelat sub forma unui circuit electronic de tip cvadripol avînd două borne de intrare la care se aplică semnalul ce trebuie amplificat și două borne de ieșire la care se conectează rezistența de sarcină de pe care se culege semnalul amplificat (fig. 5.32, *a*).

Pentru unele aplicații (v. de exemplu, în circuite integrate liniare) este convenabil să se exprime tensiunea de intrare v_i prin cele două tensiuni v_i^+ și v_i^- față de borna 0 de referință a tensiunilor care poate să nu coincidă cu nici una din bornele de intrare (fig. 5.32, *b*). În acest caz tensiunea v_i va fi dată de

$$v_i = v_i^+ - v_i^-. \qquad 5.6.5.$$

Este clar că tensiunea de ieșire v_0 va fi astfel o funcție de tensiunea de intrare, v_i adică

$$v_0 = k(v_i^+ - v_i^-). \qquad 5.6.6$$

Dacă nici una din bornele de intrare nu este conectată la borna de referință 0 (la masă), se spune că intrarea amplificatorului este diferențială (denumirea este și de **amplificator diferențial**). Dacă una din bornele 1 sau 2 este conectată la cea de referință, apar două cazuri deosebite:

— borna 1 — conectată la borna de referință (la masă); în acest caz $v_i = v_i^+$ și ca atare $v_0 = kv_i^+$. Aceasta reprezintă intrarea **neinversoare** a amplificato-

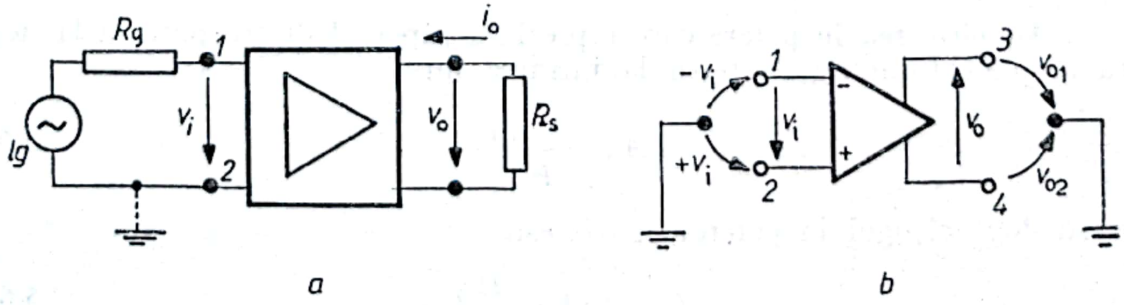


Fig. 5.32

rului, întrucît dacă la intrare se aplică un semnal sinusoidal, la ieșire va apărea tot un semnal sinusoidal (amplificat), dar în fază cu cel aplicat la intrare;

— borna 2 — conectată la borna 0 (la masă); în acest caz $v_i = -v_i^-$, tensiunea de ieșire depinzînd doar de tensiunea de intrare (prin intermediul factorului de transfer k — vezi și 5.6.6) aplicată la intrarea 2, dar cu semn schimbat

$$v_0 = -kv_i^-. \qquad 5.6.7$$

Această intrare este deci o intrare **inversoare**, semnalul de ieșire fiind defazat cu 180° față de cel aplicat la intrare.

O situație analoagă se întîlnește și la ieșirea amplificatorului, aceasta fiind diferențială, cînd bornele 3 și 4 nu au punct comun cu masa (borna de referință 0) sau nediferențială cînd una din borne (de regulă borna 4, fig. 5.32,*b*) este legată la masă.

În majoritatea cazurilor, în circuitele cu tranzistori amplificatoarele se folosesc cu intrare nediferențială, borna 2 fiind conectată la masă; în acest caz semnalul fiind aplicat pe intrarea neinversoare, el va apărea amplificat la ieșirea etajului, dar defazat cu π față de intrare. Tranzistorul în mod normal polarizat poate fi privit ca un amplificator (un etaj de amplificare) la care intrarea inversoare este baza (în montaj *EC*), iar cea neinversoare este emitorul (în montaj *BC*).

5.6.2. AMPLIFICATOR CU MAI MULTE ETAJE (ÎN CASCADĂ)

În paragraful 5.5 a fost analizat cel mai simplu și totodată cel mai important amplificator cu tranzistori și anume amplificatorul cu un singur etaj (cu un singur element activ), montat pe un tranzistor cu emitor comun. Uneori amplificarea cu un singur tranzistor nu este suficient de mare pentru a acoperi necesitățile unei aplicații. În alte cazuri sînt necesare adaptări de impedanțe între amplificator și sursă de la care preluăm semnalul de amplificat sau între amplificator și sarcina pe care se aplică semnalul amplificat. În aceste cazuri se realizează o conexiune în cascadă a mai multor amplificatoare elementare. In figura 5.33 este prezentată schema bloc a modului de legare în cascadă a N etaje de amplificare. Studiul în detaliu a acestui amplificator compus are ca scop determinarea performanțelor lui globale, respectiv stabilirea unei legături între amplificările în tensiune și curent, între impedanțele de intrare și ieșire globale și cele ale etajelor componente.

Considerînd $A_{v1}, A_{v2}, \ldots, A_{vk}$ amplificările în tensiune ale fiecărui etaj component, pentru un etaj oarecare k, putem scrie:

$$A_{vk} = \frac{V_{k+1}}{V_k} = \frac{\text{tensiunea de ieșire a etajului } k}{\text{tensiunea de intrare a etajului } k} \qquad 5.6.8$$

$$k = 1, 2, \ldots, N$$

Totodată amplificarea globală va fi

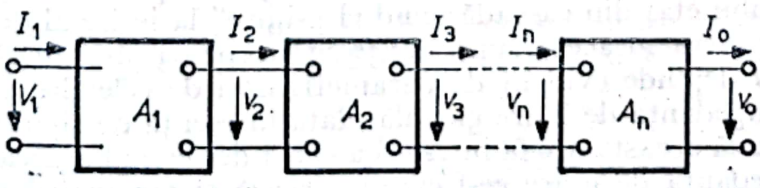


Fig. 5.33

Scanned with OKEN Scanner

$$A_v = \frac{V_0}{V_1} = \frac{\text{tensiunea de ieșire a etajului } N}{\text{tensiunea de intrare a primului etaj}}. \qquad 5.6.9$$

Se poate scrie

$$\frac{V_0}{V_1} = \frac{V_2}{V_1} \cdot \frac{V_3}{V_2} \ldots \frac{V_0}{V_N} \qquad 5.6.10$$

de unde rezultă că

$$A_v = A_{v1} \cdot A_{v2} \ldots \cdot A_{vN}. \qquad 5.6.11$$

Cum A_{v1}, A_{v2}, ..., A_{vN} sînt numere complexe, de forma:

$$A_{vk} = A_k e^{i\theta_k} \qquad 5.6.12$$

atunci se poate scrie

$$A = A_1 \cdot A_2 \ldots A_N \qquad 5.6.13$$

cu $A_k = |A_{vk}|$

$$\theta = \theta_1 + \theta_2 + \ldots + \theta_N \qquad 5.6.14$$

și

$$\theta_k = \arg A_{vk}.$$

Se poate spune deci că valoarea amplificării în tensiune, A, este egală cu produsul amplificărilor date de fiecare etaj. Totodată diferența de fază, θ, rezultantă a unui amplificator cu mai multe etaje este egală cu suma diferențelor de fază introduse de fiecare etaj.

Amplificarea în curent se definește ca raportul dintre curentul de ieșire din ultimul etaj I_0 și curentul de intrare în primul etaj I_1

$$A_I = \frac{I_0}{I_1}. \qquad 5.6.15$$

Analog ca la punctul precedent se poate scrie

$$\frac{I_0}{I_1} = \frac{I_2}{I_1} \cdot \frac{I_3}{I_2} \cdot \ldots \frac{I_0}{I_N} \qquad 5.6.16$$

Notînd

$$A_{Ik} = \frac{I_{k+1}}{I_k};\ k = 1, 2, \ldots, N,$$

amplificările în curent ale fiecărui etaj component, se obține

$$A_{Ik} = A_{I1} \cdot A_{I2} \ldots A_{IN}. \qquad 5.6.17$$

Deci amplificarea în curent a întregului montaj este egală cu produsul amplificărilor în curent ale fiecărui etaj.

Impedanța de intrare a întregului montaj este practic impedanța de intrare a primului etaj din cascadă, cînd el „simte" la ieșire al doilea etaj. Pentru calculul practic al acestei impedanțe se începe cu ultimul etaj. Impedanța de intrare va depinde evident de parametri dați de celelalte etaje.

Pentru impedanța de ieșire globală, dată în esență de tipul ultimului etaj, se ține seama că aceasta are la intrare ca sursă de semnal ieșirea etajului anterior, cu impedanța de ieșire ce-l caracterizează și așa mai departe.

Scanned with OKEN Scanner

Prin definiție, amplificarea în putere va fi

$$A = \frac{\textit{puterea de ieșire}}{\textit{puterea de intrare}} = \frac{V_0 \cdot I_0}{V_1 \cdot I_1} = A_V A_I. \qquad 5.6.18$$

Modul de cuplare a etajelor de amplificare între ele se alege în funcție de cerințele amplificatorului și de domeniul de frecvențe în care este folosit.

Astfel, pentru amplificatoarele de curent alternativ de semnal mic cel mai utilizat mod de cuplare este cel capacitiv. Prin introducerea unui condensator între ieșirea unui etaj și intrarea următorului se asigură transmiterea componentei alternative fără ca nivelul tensiunii continue de la ieșirea primului etaj să vicieze polarizarea tranzistorului etajului următor. În felul acesta, dacă se dimensionează capacitățile de cuplaj astfel încît reactanțele lor să fie neglijabile pe domeniul frecvențelor de lucru, obținem cea mai comodă modalitate de cuplaj. În figura 5.34, *a* este exemplificat cazul cel mai

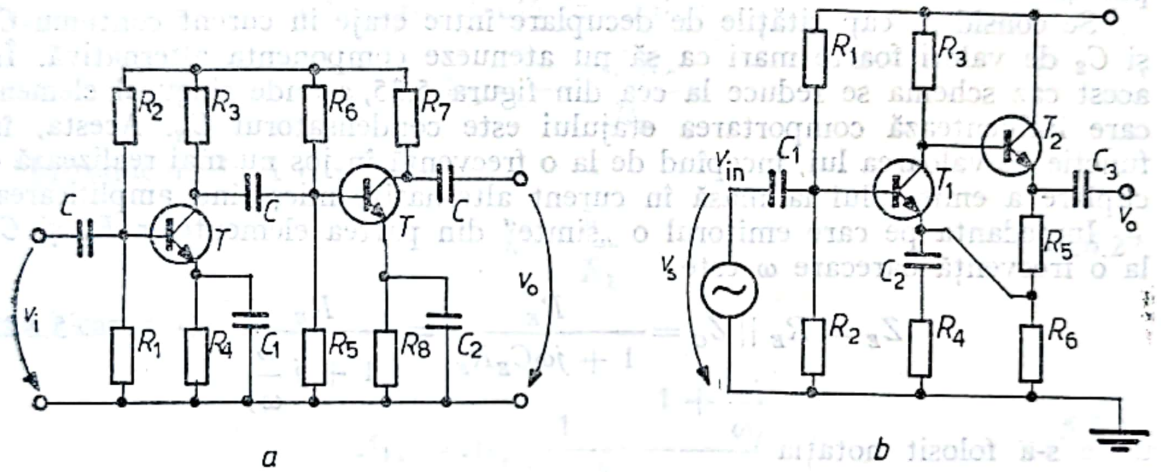


Fig. 5.34

simplu cînd amplificatorul folosit este compus din două etaje de amplificare elementare cu tranzistori în conexiunea *EC*, cuplați capacitiv. Dacă însă domeniul de frecvență în care se lucrează ar necesita capacități ale condensatorilor prea mari (frecvențe joase) sau dacă dimensiunile la care trebuie executat amplificatorul nu permit utilizarea unor piese de gabarit cum sînt condensatorii, există posibilitatea de cuplaj direct între etaje. Dezavantajele acestui mod de cuplare sînt:

— limitarea numărului de etaje ce se pot cupla;
— dificultatea sporită de proiectare a unui astfel de amplificator;
— realizarea unei amplificări nu prea mari.

Totuși lărgimea benzii de trecere și dimensiunile relativ mici ale montajului realizat impun în multe cazuri acest tip de cuplaj. În figura 5.34, *b* este ilustrat un astfel de montaj cu doi tranzistori.

5.6.3. AMPLIFICATOARE DE JOASĂ FRECVENȚĂ ȘI DE CURENT CONTINUU

Considerînd amplificatorul de bază cu un singur etaj în conexiunea *EC* fără rezistență și emitor (fig. 5.35, *a*), amplificarea în tensiune A_{V_0} este dată de (v. 3.6.11)

$$A_{V_0} = \frac{V_{ieș}}{V_{int}} = \frac{R_C I_C}{R_{int} \cdot I_B} \qquad 5.6.19$$

Ținînd seama de defazaj (v. 5.6.7) și de faptul că raportul $I_C/I_B = \alpha_E = \beta = -h_{21E}$ (v. și 3.6.42), relația 5.6.19 se poate scrie ca

$$A_{V_s} = \frac{-h_{21E}R_C}{R_i}, \qquad 5.6.20$$

unde R_i este rezistența echivalentă de la intrarea etajului amplificator.

În cazul general, pentru un montaj amplificator cu tranzistor autopolarizat și cu impedanță nenulă în emitor (fig. 5.35, *b*, *c*), amplificarea în tensiune la semnale mici este dată de [7, 8, 24—26, 34]

$$A_{V_s} = \frac{-h_{21E}R_C}{R_s + h_{11E} + Z_E(1 + h_{21E})} \qquad 5.6.21$$

unde parametrii hibrizi h_{21E} și h_{11E} (pentru montaj *EC*) au fost definiți în paragraful 3.6.3.

Se consideră capacitățile de decuplare între etaje în curent continuu C_1 și C_2 de valori foarte mari ca să nu atenueze componenta alternativă. În acest caz schema se reduce la cea din figura 5.35, *c* unde singurul element care influențează comportarea etajului este condensatorul C_E. Acesta, în funcție de valoarea lui, începînd de la o frecvență în jos nu mai realizează o cuplare a emitorului la masă în curent alternativ, micșorînd amplificarea.

Impedanța pe care emitorul o „simte" din partea elementelor R_E și C_E la o frecvență oarecare ω este

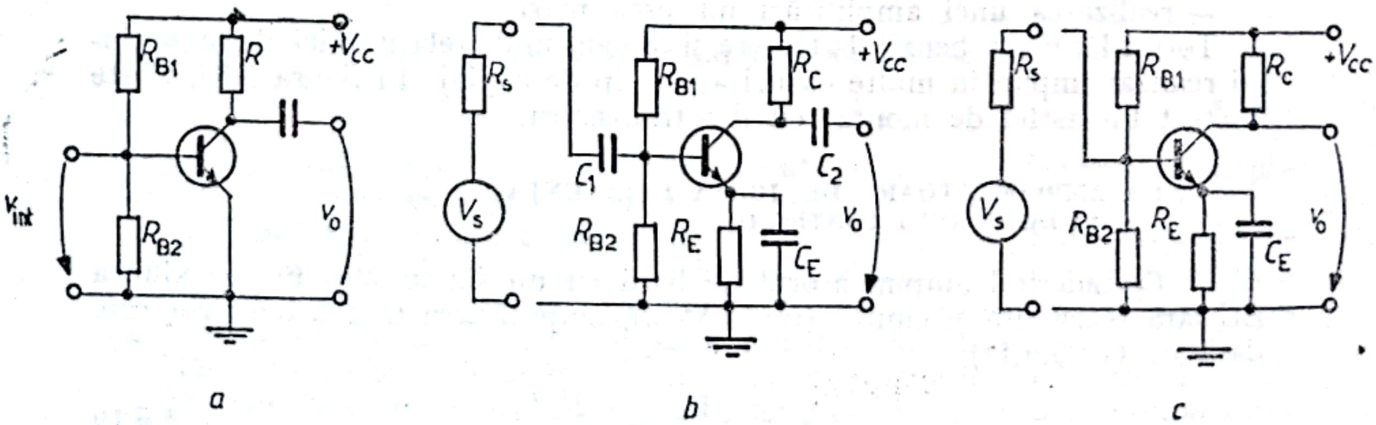
$$Z_E = R_E \,||\, Z_C = \frac{R_E}{1 + j\omega C_E R_E} = \frac{R_E}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_0}} \qquad 5.6.22$$

unde s-a folosit notația

$$\omega_0 = \frac{1}{C_E R_E}. \qquad 5.6.23$$

Înlocuind în expresia generală a amplificării (v. 5.6.21) rezultă

$$A_{V_s} = \frac{-h_{21E}R_C}{R_s + h_{11E} + \dfrac{R_E(1 + h_{21E})}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_0}}}. \qquad 5.6.24$$



a *b* *c*

Fig. 5.35

Scanned with OKEN Scanner

Pentru simplificare se introduc notațiile

$$R_s + h_{11E} = R_1; \quad R_E(1 + h_{21E}) = R_2$$

între care există relația evidentă

$$R_2 \gg R_1. \tag{5.6.25}$$

Atunci relația 5.6.24 devine

$$A_{V_s} = -\left(\frac{h_{21E}R_C}{R_1}\right)\frac{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_0}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_0} + \dfrac{R_2}{R_1}}. \tag{5.6.26}$$

În termenul din paranteză se poate identifica amplificarea în tensiune a unui etaj cu emitor comun fără rezistență în emitor

$$A_{V_0} = -\frac{h_{21E}R_C}{R_1}.$$

Introducînd încă o notație

$$k = \frac{R_2}{R_1} \tag{5.6.27}$$

amplificarea devine

$$A_{V_s} = A_{V_0}\frac{1}{1+k}\cdot\frac{1 + \dfrac{\omega}{\omega_j}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_j}} \tag{5.6.28}$$

unde s-a notat cu

$$\omega_j = \omega_0(1 + k). \tag{5.6.29}$$

Prin definiție cîștigul în tensiune este definit ca

$$G = 20 \log |A_{V_s}| = 20 \log A_{V_0} - 20 \log (1 + k) + 20 \log \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} -$$

$$- 20 \log \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{\omega_j^2}}$$

sau, înlocuind ω cu $2\pi\nu$

$$G = 20 \log A_{V_0} - 20 \log (1 + k) + 20 \log \sqrt{1 + \frac{\nu^2}{\nu_0^2}} - 20 \log \sqrt{1 + \frac{\nu^2}{\nu_j^2}} \tag{5.6.30}$$

Să analizăm relația obținută la diferite frecvențe. Astfel, la frecvențe înalte și medii, unde $\nu > \nu_j$ și evident $\nu \gg \nu_0$, relația 5.6.30 devine

$$G = G_0 - 20 \log (1 + k) + 20 \log \frac{\nu_j}{\nu_0} = G_0 \tag{5.6.31}$$

Scanned with OKEN Scanner

unde s-a folosit notația (v. 5.6.29).

$$\frac{\nu_j}{\nu_0} = \frac{\omega_j}{\omega_0} = 1 + k.$$

Pentru $\nu = \nu_j$, cîștigul va fi dat de

$$G = G_0 - 10 \log 2 = G_0 - 3, \text{ [dB]}. \qquad 5.6.32$$

Astfel frecvența ν_j este frecvența la care cîștigul în tensiune scade cu 3 dB, deci conform definiției reprezintă limita inferioară a benzii de trecere a amplificatorului.

Pentru $\nu_0 < \nu < \nu_j$, se obține

$$G = G_0 - 20 \log (1 + k) + 20 \log \frac{\nu}{\nu_0}, \qquad 5.6.33$$

care reprezintă o dreaptă în coordonatele $G = f(\log \nu)$.

Pentru $\nu_0 \gg \nu$ și evident $\nu \ll \nu_j$ rezultă

$$G = G_0 - 20 \log (1 + k) \qquad 5.6.34$$

care reprezintă o constantă în funcție de frecvență.

Forma curbei ce descrie relația 5.6.31 este reprezentată în figura 5.36.

Din analizele făcute pînă acum asupra amplificatoarelor de curent alternativ reiese că pentru a obține un etaj care să amplifice nivelele de curent continuu trebuie evitați toți condensatorii. Absența acestora nu trebuie însă să strice polarizarea tranzistorilor. De aceea, în proiectarea unui astfel de amplificator trebuie respectate cîteva reguli:

— proiectarea în curent continuu a unui etaj necesită considerarea întregului amplificator. Reglarea punctelor statice ale diferitelor etaje nu se poate face deci separat, ci concomitent pe tot amplificatorul;

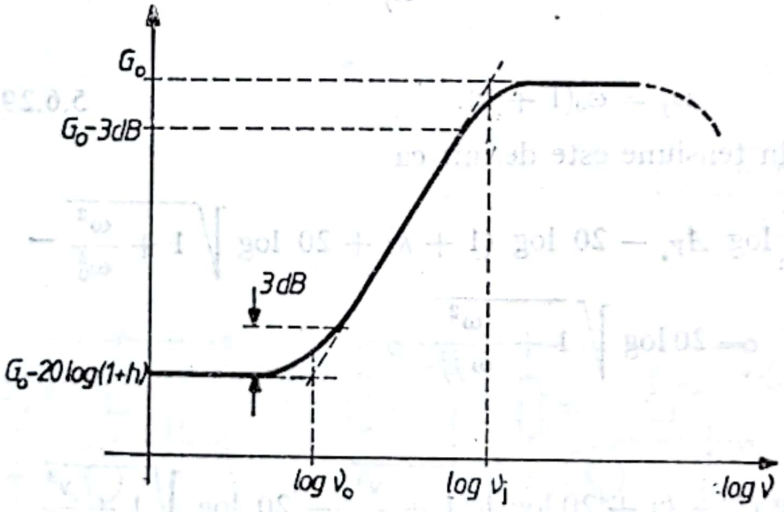


Fig. 5.36

— uneori, deși se pierde în amplificare, trebuie redus nivelul de curent continuu de la ieșire pentru a permite cuplajul cu etajul următor;

— punctele statice de funcționare trebuie să fie bine stabilizate în raport cu temperatura;

— sursele de alimentare trebuie să fie foarte stabile;

— sînt necesare rețele suplimentare de alimentare pentru a obține tensiuni de ieșire nule pentru semnale nule de intrare.

În continuare se vor prezenta cîteva exemple de amplificatoare simple de curent continuu, cu un singur tranzistor. Acestea se folosesc atunci cînd situația nu impune amplificări prea mari.

Scanned with OKEN Scanner

Circuitul din figura 5.37, *a* este compus dintr-un tranzistor în montaj *EC* și polarizare fixă căruia i s-au adăugat surse de alimentare suplimentare pentru compensările necesare. Astfel sursa E_2 și divizorul R_1 și R_2 se aleg astfel încît la semnal nul la intrare, tensiunea V_0 la ieșire să fie nulă. Totodată E_1 și E_3 se aleg astfel încît la semnal de intrare V_i nul, baza să aibă poten-

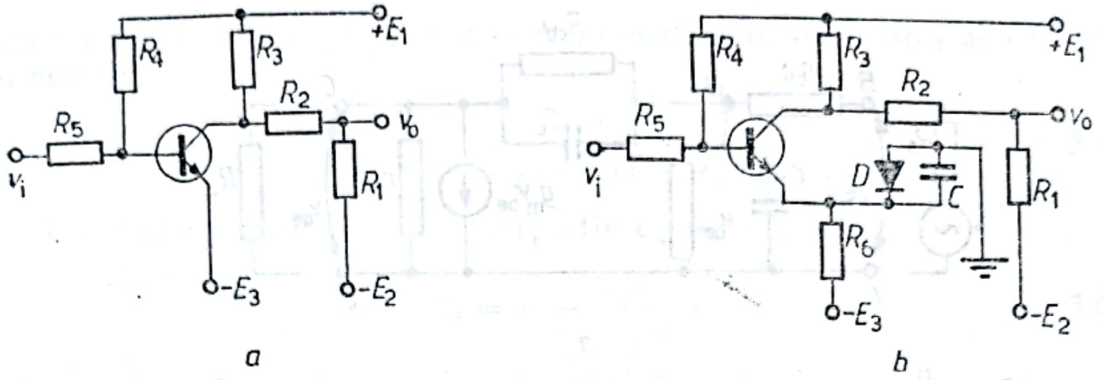


Fig. 5.37

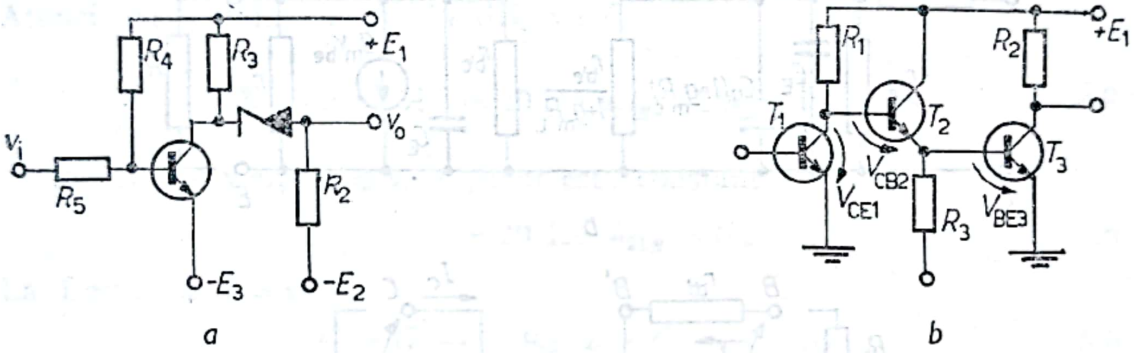


Fig. 5.38

țialul masei. Rezistența R_5 mărește impedanța de intrare a montajului ducînd automat la micșorarea amplificării.

În varianta din figura 5.37, *b* se utilizează dioda *D*, astfel încît tensiunea ce cade la bornele ei să fie egală cu tensiunea V_{BE}, asigurînd condiția ca baza să aibă potențialul masei.

Montajul din figura 5.38, *a* are o diodă Zener în rețeaua de compensare a potențialului de ieșire care reduce mult atenuarea semnalului.

Cuplajul între diferite etaje (nu multe la număr) ale unui amplificator de curent (cu tranzistori) se face direct, fără condensatori, dar ținînd seama de precizările de mai sus, în special de necesitatea unor surse de alimentare suplimentare (fig. 5.38, *b*).

5.6.4. AMPLIFICATOARE DE ÎNALTĂ FRECVENȚĂ. REACȚIE NEGATIVĂ

La analiza schemei echivalente la semnal mic și frecvențe joase a tranzistorului bipolar (v. paragraful 3.6.3), nu s-a luat în considerație rezistența de legătură r_{cb}, între colector și regiunea intrinsecă a bazei. La frecvențe ridicate însă această rezistență se face simțită și de asemenea trebuie să se ia în considerație și capacitatea de cuplaj C_c dintre colector și bază (capacitatea barierii), precum și celelalte capacități prezente în schema de amplificare (de exemplu capacitatea C_E din circuitul emitorului, fig. 5.35, *b*, *c*). Rezultă astfel schema echivalentă care descrie comportarea tranzistorului în înaltă frec-

Scanned with OKEN Scanner

venţă sau aşa-numitul circuit natural în π al tranzistorului în conexiune *EC* (fig. 5.39, *a*) unde $r_{b'b}$ reprezintă rezistenţa dintre contactul *B* (extern) al bazei şi regiunea intrinsecă a bazei, iar $g_m v_{b'e}$ este generatorul echivalent de curent din circuitul colectorului datorat proprietăţii de amplificare a tranzistorului [7, 35] (v. şi fig. 3.35).

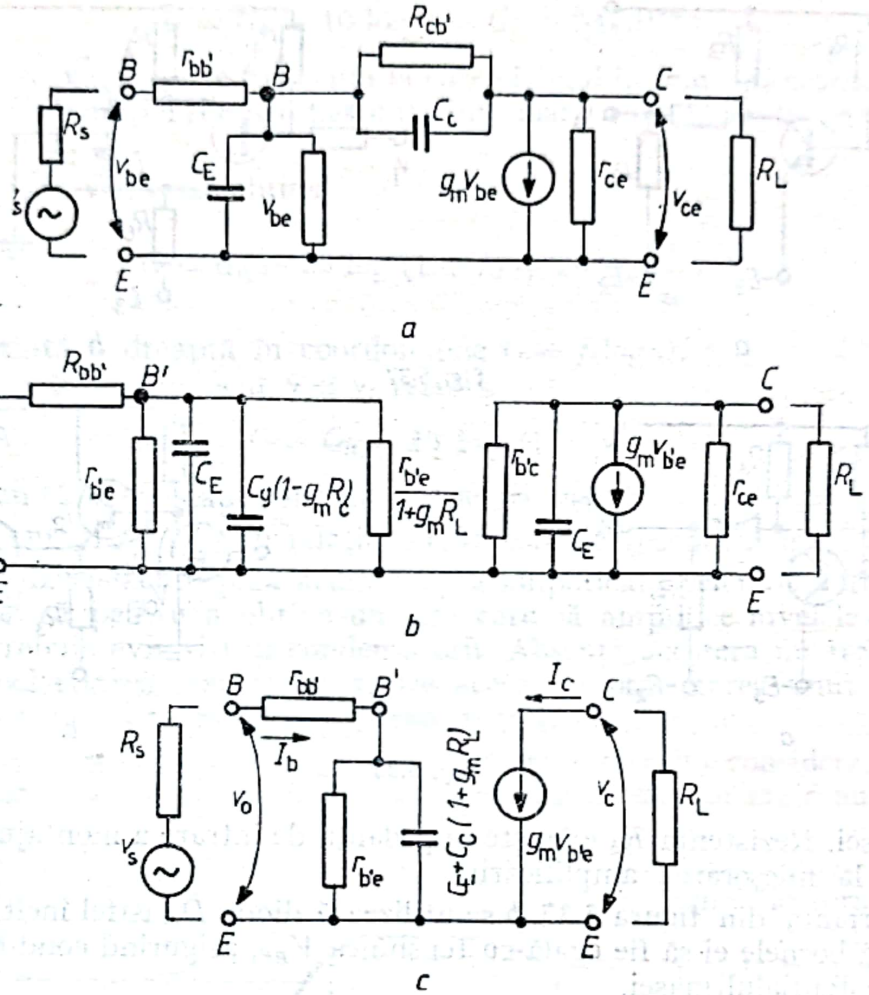


Fig. 5.39

Efectuînd o aşa-numită transformare Miller asupra grupului $r_{cb'} \| C_c$ rezultă circuitul echivalent din fig. 5.39, *b*, de unde, prin neglijarea unor impedanţe mici, se ajunge la circuitul simplificat din figura 5.39, *c*.

Se observă că dacă amplificarea în tensiune a tranzistorului A'_v creşte în valoare absolută, atunci capacitatea din circuitul de intrare $C_c(1 + g_m R_L)$ creşte corespunzător, limitînd funcţionarea la frecvenţe înalte. (Se poate arăta că $|A'_v| = g_m R_L$). Acest fenomen este cunoscut sub numele de *efect Miller* sau *reacţie internă*.

Curentul de colector I_c se poate scrie

$$I_c = g_m V_{b'e} \qquad 5.6.35$$

iar curentul bazei

$$I_b = V_{b'e}\left\{\frac{1}{r_{b'e}} - j\omega\,[C_E + C_c(1 + g_m R_L)].\right\} \qquad 5.6.36$$

Scanned with OKEN Scanner

Raportul acestor curenți va defini amplificarea în curent a montajului (v. și 5.6.15 și 3.7.2)

$$A_I = -\frac{I_c}{I_b} = -\frac{h_{21E}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_i}}, \qquad 5.6.37$$

unde s-a ținut seama de sensul convențional (spre tranzistor) al curenților și notația

$$\omega_i = \frac{1}{r_{b'e}\,[C_E + C_c(1 + g_m R_L]}. \qquad 5.6.38$$

Folosind egalitățile $\omega = 2\pi\nu$, respectiv $\omega_i = 2\pi\nu_i$, se obține

$$A_I = -\frac{h_{21E}}{1 + j\dfrac{\nu}{\nu_i}}. \qquad 5.6.39$$

Atunci, cîștigul în curent, în dB, va fi

$$G = 20 \log |A_I| = 20 \log h_{21E} - 20 \log \sqrt{1 + \frac{\nu^2}{\nu_i^2}}. \qquad 5.6.40$$

Pentru frecvențe $\nu \ll \nu_i$, cîștigul este constant

$$G = 20 \log h_{21E} = G_0. \qquad 5.6.41$$

La frecvența $\nu = \nu_i$

$$G = G_0 - 10 \log 2 = G_0 - 3, \text{ [dB]}. \qquad 5.6.42$$

Astfel ν_i definit ca în 5.6.38 reprezintă limita superioară a benzii de frecvență.

Dacă $\nu \gg \nu_i$, atunci

$$G = G_0 - 20 \log \frac{\nu}{\nu_i}. \qquad 5.6.43$$

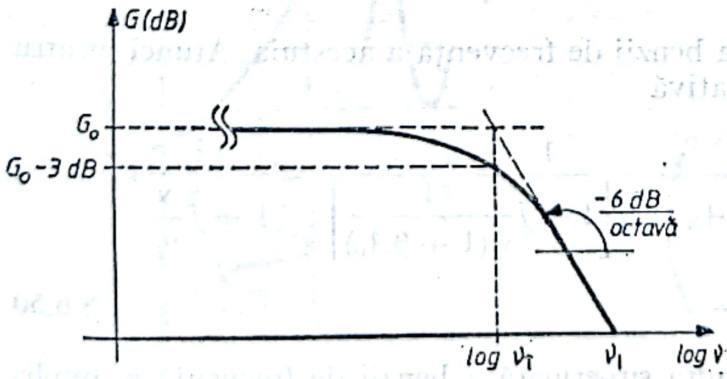


Fig. 5.40

Se definește frecvența de tăiere (ν_T) frecvența la care amplificarea devine unitară ($G = 0$)

$$\nu_T = \nu_i h_{21E}. \qquad 5.6.44$$

În figura 5.40 este reprezentată forma curbei de variație a cîștigului pentru frecvențe înalte.

În montajele amplificatoare destinate funcționării la frecvențe înalte se urmărește anularea efectelor reacției interne care limitează funcționarea în acest domeniu. În mod obișnuit, în domeniul radiofrecvențelor, se folosește neutrodinarea, care constă în aplicarea unei reacții externe care să o anuleze pe cea internă.

Scanned with OKEN Scanner

În paragraful 5.3.1 s-a arătat că pentru un amplificator cu circuit de reacție (fig. 5.14), cu β (factorul de reacție) verificînd relația

$$|1 + \beta A_0| > 1, \qquad 5.6.45$$

avem de-a face cu reacție negativă.

Amplificarea în acest caz devine

$$A = \frac{A_0}{1 + \beta A_0}. \qquad 5.6.46$$

Cum $|1 + \beta A_0| > 1$, rezultă

$$|A| < |A_0|, \qquad 5.6.47$$

care reprezintă o deficiență a reacției negative. Această deficiență este însă compensată de multe avantaje.

Astfel stabilitatea funcționării crește simțitor. Se definește stabilitatea unui amplificator ca fiind variația relativă a amplificării sub acțiunea tuturor factorilor ce intervin în funcționare (temperatură, tensiune de alimentare, modificarea în timp a valorii componentelor pasive etc.), adică variația $\frac{d|A_0|}{|A_0|}$ pentru amplificatorul de bază. Atunci, pentru amplificatorul cu reacție vom avea

$$\frac{d|A|}{|A|} = \frac{d|A_0|}{|A_0|} \cdot \frac{1}{|1 + \beta A_0|} < \frac{d|A_0|}{|A_0|}. \qquad 5.6.48$$

Totodată și distorsiunile de neliniaritate (armonicele semnalului de intrare) se reduc și de asemenea scad și distorsiunile de frecvență. La frecvențe înalte, pentru amplificatorul de bază, avem relația (v. și 3.7.2)

$$A_0' = \frac{A_0}{1 + j\frac{\nu}{\nu_i}} \qquad 5.6.49$$

unde ν_i este limita superioară a benzii de frecvență a acestuia. Atunci, pentru amplificatorul cu reacție negativă

$$A' = \frac{A_0'}{1 + \beta A_0'} = \frac{1}{(1 + \beta A_0)\left[1 + j\frac{1}{\nu_i(1 + \beta A_0)}\right]} = \frac{A}{1 + j\frac{\nu}{\nu_i}}, \qquad 5.6.50$$

unde $\nu_i' = \nu_i (1 + \beta A_0)$ este limita superioară a benzii de frecvență a amplificatorului cu reacție negativă, evident mai mare decît frecvența ν_i. Altfel spus, prin utilizarea reacției negative se lărgește banda de trecere a amplificatorului.

Trebuie menționat de asemenea că impedanțele de intrare și de ieșire ale amplificatorului cu reacție se modifică în funcție de tipul reacției aplicate. În plus și zgomotul de fond scade odată cu aplicarea reacției negative.

Scanned with OKEN Scanner

Amplificatoarele de putere presupun obținerea unor curenți și tensiuni mari la ieșirea lor. Acest lucru implică deplasarea punctului de funcționare pe domenii foarte largi ale caracteristicii, practic pe întreaga zonă activă (fig. 5.41, *a*). Cum variația punctului de funcționare nu mai poate fi presupusă liniară, apare problema distorsiunilor.

Fie tensiunea instantanee a bazei

$$v_{BE} = V_B + V_b \sin \omega t; \qquad 5.6.51$$

curentul din colector va avea forma

$$i_C = k_0 + k_1 \cos \omega t + k_2 \cos 2\,\omega t + k_3 \cos 3\,\omega t + \ldots \qquad 5.6.52$$

Primul termen, k_0, reprezintă nivelul continuu al ieșirii, care nu ne interesează. Termenul $k_1 \cos \omega t$ reproduce în antifază componenta alternativă a semnalului de intrare. Al treilea termen reprezintă armonica a doua, fiind un semnal cu o frecvență dublă față de semnalul de intrare. Ceilalți termeni sînt armonicele a treia, a patra ș.a.m.d. Dintre toate armonicele, armonica secundă este cea care are o amplitudine k_2 semnificativă în comparație cu k_1. Se definește factorul de distorsiune astfel

$$D_2 = \frac{|k_2|}{|k_1|} \cdot 100, [\%]. \qquad 5.6.53$$

Calitatea unui amplificator de putere se exprimă și printr-un factor de distorsiune redus.

Principalele clase de funcționare ale amplificatoarelor sînt următoarele:

a) **Amplificatoare în clasă A.** Funcționarea în clasă *A* a unui amplificator se realizează atunci cînd semnalul la ieșire reproduce în întregime (în limita distorsiunilor) semnalul de la intrare (fig. 5.41, *a*). Figura 5.41, *b* reprezintă

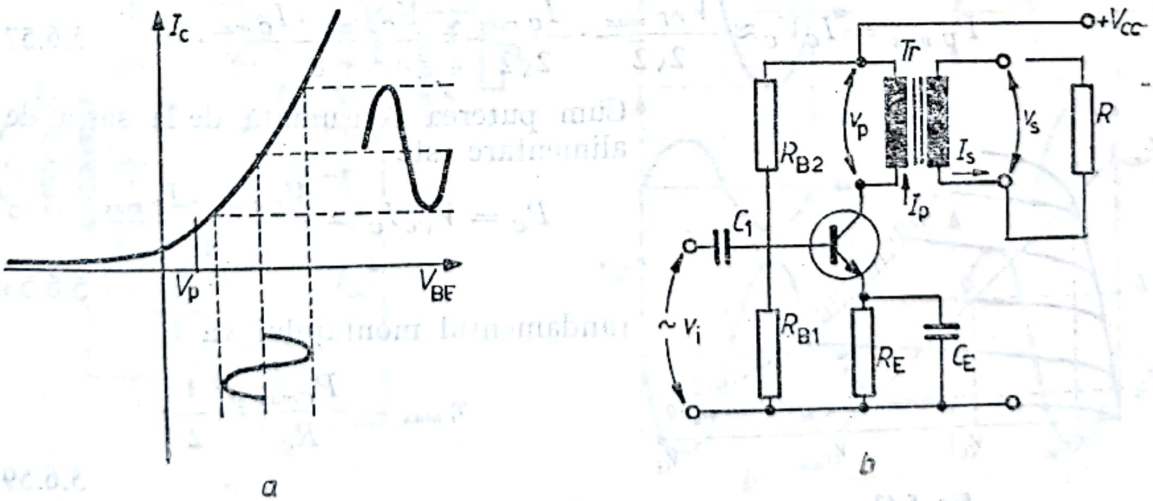


Fig. 5.41

un astfel de amplificator. Transformatorul *Tr* este necesar pentru a realiza o adaptare de impedanțe între impedanța sarcinii R_L și impedanța de ieșire a montajului, astfel încît transferul de putere pe sarcină să fie maxim. Acest lucru s-ar realiza fără transformator dacă impedanțele ar fi egale. Dimensio-

Scanned with OKEN Scanner

narea transformatorului se face în felul următor: pentru o rezistență de sarcină R_L, putem scrie

$$R_L = \frac{V_s}{I_s} = \frac{V_p}{n} \cdot \frac{1}{nI_p} = \frac{V_p}{I_p} \cdot \frac{1}{n^2} = \frac{R'_L}{n^2} \qquad 5.6.54$$

unde $n = \frac{N_p}{N_s}$, iar $R'_L = \frac{V_p}{I_p}$ este rezistența reflectată în primar de sarcină. Presupunînd rezistența de ieșire a amplificatorului R_0, atunci adaptarea se produce pentru:

$$R_0 = R'_L = n^2 R_L \qquad 5.6.55$$

de unde, pentru R_0 și R_L cunoscute se poate afla raportul de transformare n al transformatorului.

Datorită faptului că parametrii hibrizi sînt deduși în condiția de semnal mic, ei nu se pot folosi în analiza unui amplificator de putere unde avem de-a face cu semnale mari. Metoda ce se aplică de obicei în acest caz este metoda de analiză grafică pe caracteristica de ieșire. Pentru aceasta se consideră dreapta de sarcină pentru montajul din figura 5.41, *b*, astfel încît ea să treacă foarte aproape de punctele $(0, I_{Cmax})$ și $(V_{CE}, 0)$ unde $I_{C\,max}$ și $V_{CE\,max}$ sînt valorile maxime admise de tranzistor, avînd panta $\operatorname{tg}\alpha = -1/R'_L$ (figura 5.42). Punctul static de funcționare Q se stabilește la mijlocul dreptei de sarcină. Cum în curent continuu primarul transformatorului are o rezistență foarte mică, atunci punctul Q are coordonatele (V_{CC}, I_C) unde V_{CC} este tensiunea sursei de alimentare, iar I_C curentul absorbit de tranzistor de la sursă. Teoretic zona activă a dreptei de sarcină este cuprinsă între punctele P_1 și P_2 (limitele de saturație, respectiv de tăiere). Cum $I_{CB0} \approx 0$ și $V_{C\,min}$ este mic (0,2 : 0,6 V), se explică neglijarea acestora în calculele ce dau puterea amplificatorului și randamentul lui. Alegînd

$$V_{CC} \simeq \frac{V_{CE\,max}}{2} \qquad I_C \simeq \frac{I_{Cmax}}{2}, \qquad 5.6.56$$

puterea maximă utilă a montajului este

$$P_{U\,max} = I_C V_C \approx \frac{V_{CE\,max}}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{I_{C\,max}}{2\sqrt{2}} = \frac{V_{CE\,max} \cdot I_{C\,max}}{8}. \qquad 5.6.57$$

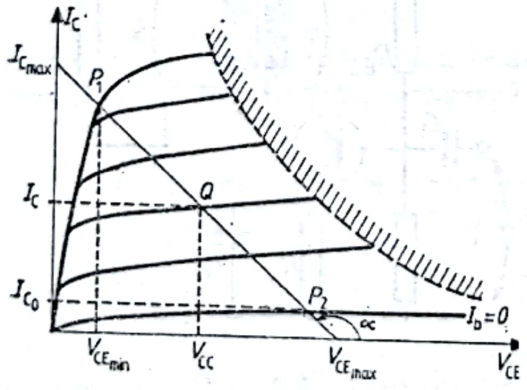


Fig. 5.42

Cum puterea consumată de la sursa de alimentare este

$$P_C = V_{CC} I_C = \frac{V_{CE\,max} \cdot I_{C\,max}}{4}, \qquad 5.6.58$$

randamentul montajului va fi

$$\eta_{max} = \frac{P_{Umax}}{R_C} = \frac{1}{2}. \qquad 5.6.59$$

Deci, în cazul ideal jumătate din puterea pe care amplificatorul o preia de la sursă o regăsim pe sarcină ca putere utilă, cealaltă fiind disipată de tranzistor sub formă de energie termică.

b) **Amplificatoare în clasă** B **și** AB. Dacă punctul de funcționare al tranzistorului se stabilește la limita tensiunii de prag, acesta va amplifica numai

Scanned with OKEN Scanner

o alternanță a semnalului de intrare, cealaltă alternanță blocîndu-l (fig. 5.43, *a*). Acest regim de funcționare definește un amplificator în clasă *B*. Dacă punctul static de funcționare se stabilește ca în figura 5.43, *b* avem de a face cu o funcționare în clasă *AB*.

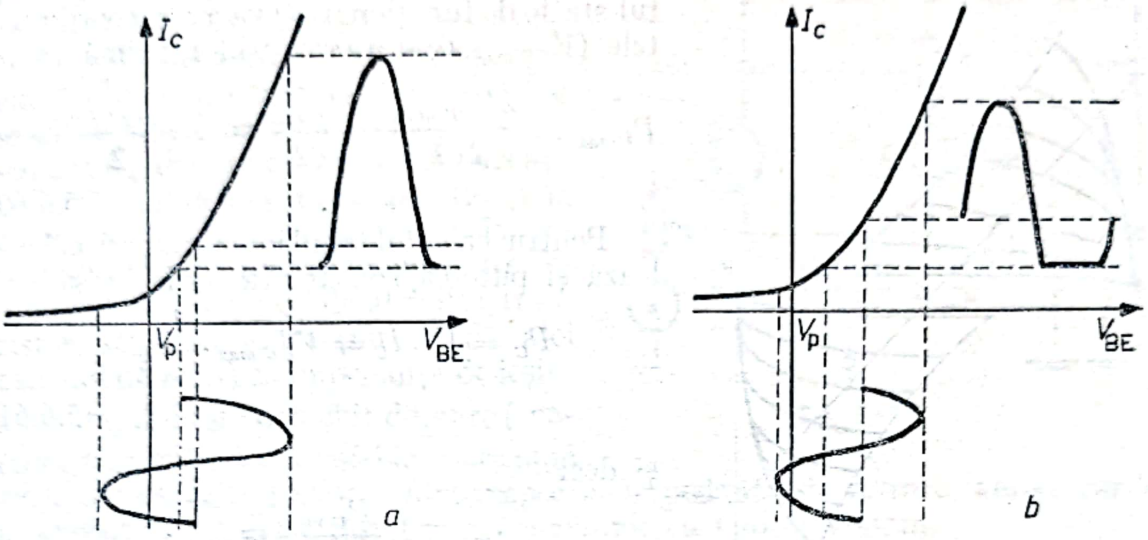


Fig. 5.43

În figura 5.44, *a* se prezintă un amplificator în clasă *B* (numit și Push-Pull sau în contratimp). Presupunem tranzistorii T_1 și T_0 identici. Semnalul din primarul transformatorului Tr_1 provine de regulă, din ieșirea unui preamplificator. Cum mijlocul secundarului transformatorului este legat la masă în

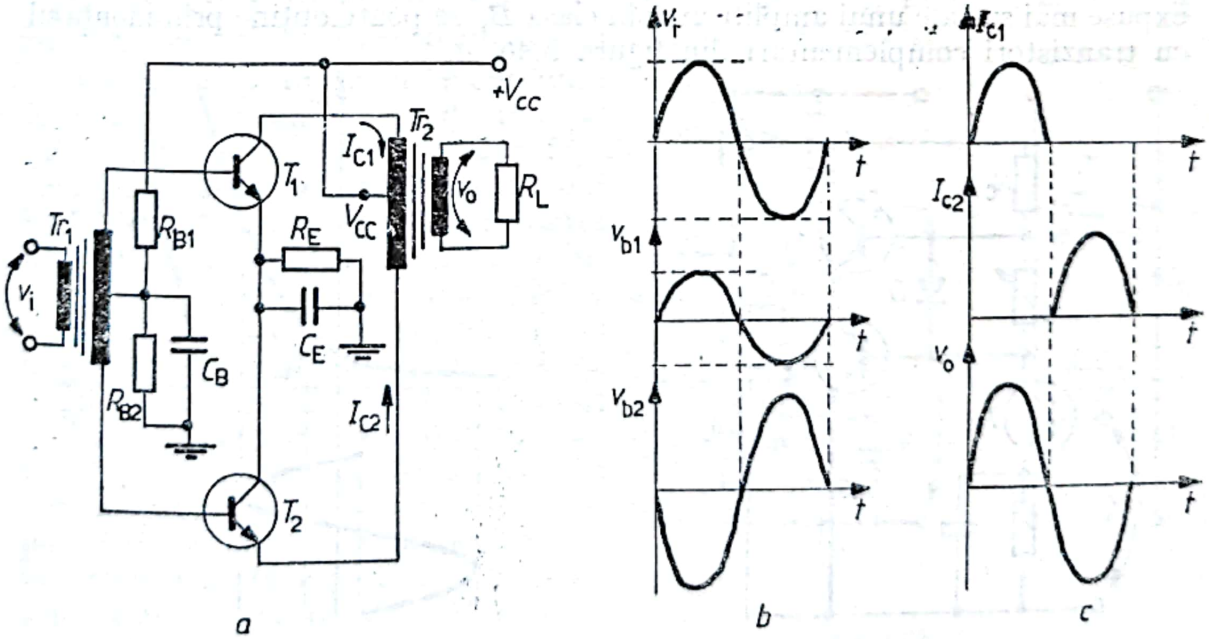


Fig. 5.44

curent alternativ prin condensatorul C_B, în cele două jumătăți ale transformatorului apar două semnale în opoziție de fază. Presupunînd semnalul de intrare sinusoidal, tensiunile aplicate pe bazele celor doi tranzistori vor fi ca în figura 5.44, *b*. Atunci pe prima semiperioadă tranzistorul T_1 va amplifica,

Scanned with OKEN Scanner

în timp ce al doilea va fi blocat. În a doua semiperioadă T_2 va amplifica, iar T_1 va fi blocat. Cum curenții de colector I_{C1} și I_{C2} intră în primarul transformatorului Tr_2 în sensuri opuse, acesta va reface forma semnalului inițial (fig. 5.44, *c*). Pentru calculul performanțelor vom așeza caracteristicile de ieșire ale celor doi tranzistori ca în figura 5.45. Punctul static de funcționare Q va avea coordonatele $(V_{CE\,max}, 0)$. Puterea utilă maximă va fi

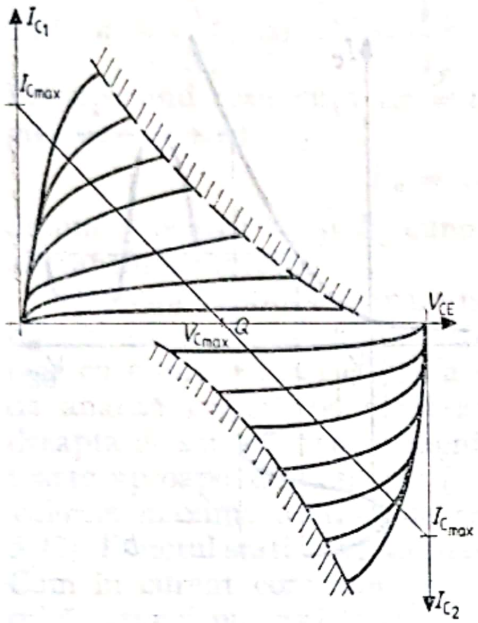


Fig. 5.45

$$P_{Umax} = \frac{2V_{CE\,max}}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{2I_{C\,max}}{2\sqrt{2}} = \frac{V_{C\,max} \cdot I_{Cmax}}{2}. \qquad 5.6.60$$

Pentru calculul randamentului se calculează și puterea consumată de la sursă

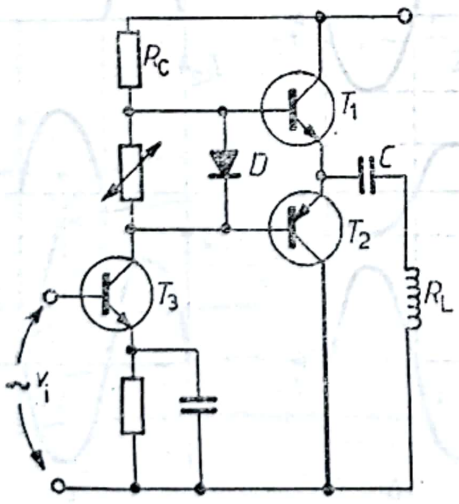
$$P_C = V_{CC} I_C = V_{CE\,max} \cdot \frac{I_{C\,max}}{\sqrt{2}} \qquad 5.6.61$$

și deci

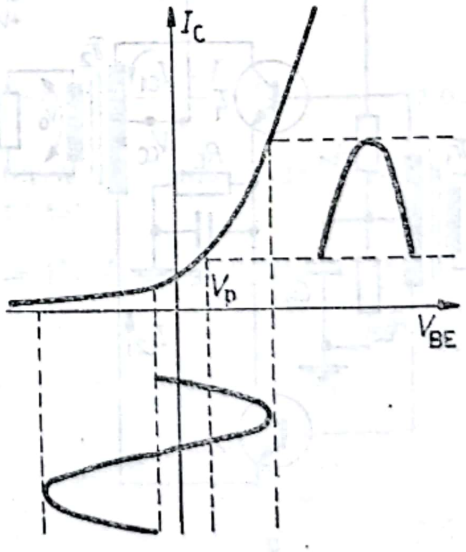
$$\eta_{max} = \frac{P_{U\,max}}{P_C} = \frac{\sqrt{2}}{2}. \qquad 5.6.62$$

Se obține astfel o reală îmbunătățire a randamentului maxim al amplificatorului. Totodată curenții de colector circulînd în sensuri inverse în transformatorul Tr_2, toate armonicele de ordin par se anulează (inclusiv armonicele de ordin doi), reducînd astfel coeficientul de distorsiuni al amplificatorului.

Evitarea folosirii a două transformatoare, păstrînd însă toate avantajele expuse mai sus ale unui amplificator în clasă *B*, se poate obține prin montajul cu tranzistori complementari din figura 5.46, *a*.



a



b

Fig. 5.46

c) **Amplificatorul în clasă C.** Se obține un amplificator în clasă *C* (fig. 5.46, *b*) situînd punctul de funcționare undeva în regiunea de tăiere a tranzistorului astfel încît să fie amplificată numai o porțiune a unei semialternanțe.

Scanned with OKEN Scanner

5.6.6.1. Amplificatorul cu cuplaj prin emitor. Schema de principiu a acestui amplificator este prezentată în figura 5.47. Se observă că în etajul de intrare T_1 este în configurația cu emitor comun. Cel de-al doilea tranzistor T_2, datorită condensatorului C_B care cuplează baza la masă în curent alternativ, este în configurație cu baza comună. În mod obișnuit rezistența R_{B2} se alege egală cu rezistența sursei de semnal R_S, deci mică. Deoarece curenții de bază sînt foarte mici, practic și în curent continuu bazele sînt puse la potențialul masei. Tensiunea de ieșire V_0 fiind culeasă de pe cel de-al doilea tranzistor, se poate arăta (nu se dă aici calculul detaliat) că impedanța de ieșire a montajului este deosebit de mare (specifică tranzistorilor folosiți în conexiune *BC*), iar celelalte performanțe, respectiv impedanța de intrare, amplificările în curent și tensiune sînt tipice conexiunii cu emitor comun.

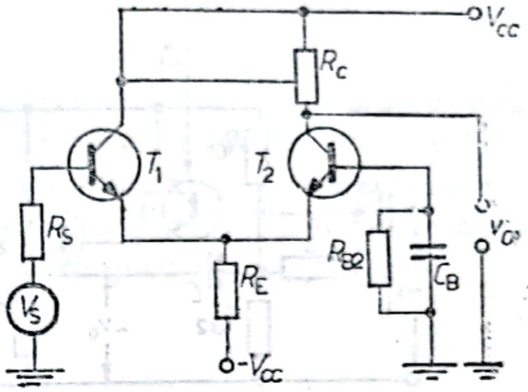


Fig. 5.47

Calitățile acestui amplificator îl impun la folosirea pe domenii largi de frecvență, de la frecvență nulă (în curent continuu) pînă la frecvențe înalte. Ca dezavantaj se poate menționa necesitatea folosirii unei surse simetrice de alimentare.

5.6.6.2. Amplificatorul Cascod. Acest tip de amplificator (fig. 5.48, *a*) ca și cel precedent îmbină calitățile unui etaj cu tranzistorul în conexiune *EC*, T_1 și ale unuia cu tranzistorul în conexiunea *BC*, T_2. Punerea la masă a bazei tranzistorului T_2 se realizează prin condensatorul C_E.

Principala calitate a montajului este că asigură un factor de rejecție (atenuare) globală foarte scăzut fapt care recomandă folosirea montajului la frecvențe înalte. Pentru a arăta acest lucru, vom folosi un circuit echivalent ce cuprinde impedanța de ieșire a primului etaj (T_1) și impedanța de intrare a celui de-al doilea (fig. 5.48, *b*). Cum Z_{i1} este tipică pentru un montaj cu emitor comun, deci zeci de kiloohmi, iar Z_{i2} este impedanța tipică pentru conexiunea *BC*, deci zeci de ohmi, raportul dintre curenții I_1 și I este foarte mic ceea ce arată faptul că factorul de rejecție total este de ordinul a 10^{-7}.

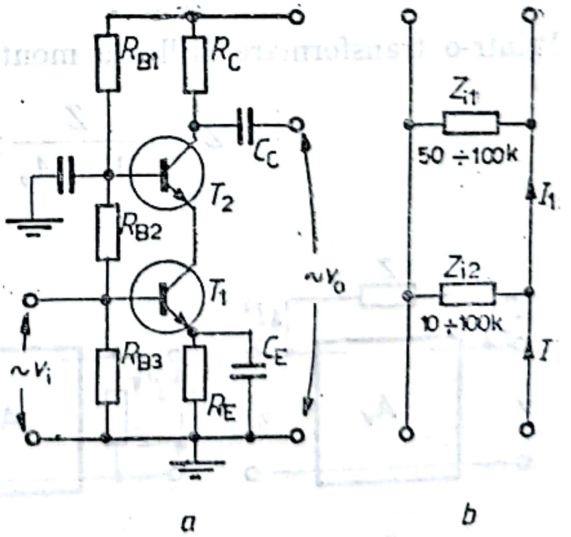


Fig. 5.48

5.6.6.3. Amplificatoare cu impedanță de intrare mare. Aceste tipuri de amplificatoare pot fi realizate în principiu cu tranzistori bipolari sau cu tranzistori cu efect de cîmp.

Cele care utilizează tranzistori bipolari folosesc la intrare un *montaj Darlington cu* **legătură bootstrap** (fig. 5.49, *a*). În cazul schemei fără legătură

Scanned with OKEN Scanner

bootstrop (cum este cea din fig. 5.49, *b*), impedanța de intrare a montajului ar fi dictată de grupul de autopolarizare R_{B1}, R_{B2}, pentru că impedanța proprie Z_i a montajului Darlington

$$Z_i \simeq R_E\,(1 + h_{21E})^2 \qquad 5.6.63$$

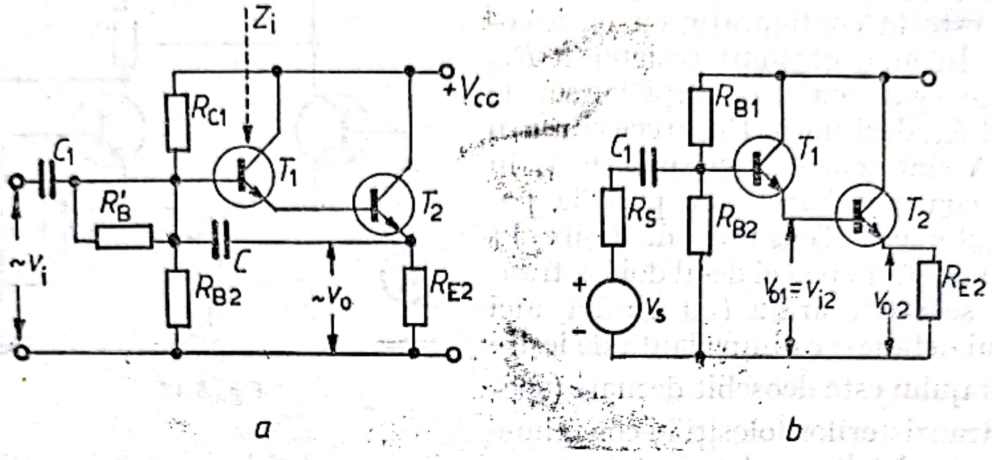


Fig. 5.49

este foarte ridicată și anume mult mai mare decît

$$R_{B1} \,||\, R_{B2} = R_B. \qquad 5.6.64$$

Folosind montajul cu bootstrap (fig. 5.49, *a*) în curent alternativ ieșirea apare legată la intrare prin grupul de componente R'_B și C de impedanță totală

$$Z = R'_B + \frac{1}{j\omega C}. \qquad 5.6.65$$

Printr-o transformare Miller a montajului (ca în fig. 5.50, *a*, *b*), avem:

$$Z' = \frac{Z}{1 - A_v};\; Z'' = \frac{A_v Z}{A_v - 1}. \qquad 5.6.66$$

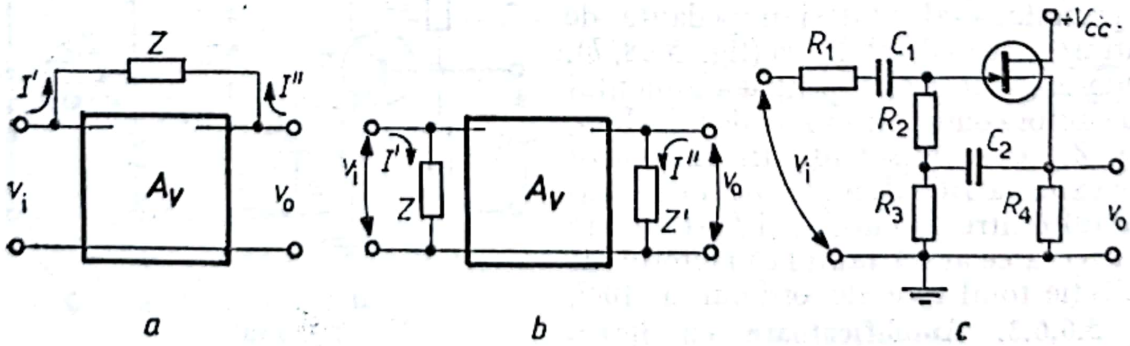


Fig. 5.50

Cum pentru acest montaj amplificarea în tensiune A_v este ușor subunitară, rezultă că

$$Z' \gg Z. \qquad 5.6.67$$

Scanned with OKEN Scanner

În felul acesta impedanța proprie Z_i (mare) a montajului apare în paralel cu o impedanță cel puțin la fel de mare, astfel încît impedanța de intrare totală este

$$Z_i' = Z' \,||\, Z_i. \qquad 5.6.68$$

care rămîne încă suficient de mare.

Etajele de intrare cu tranzistori cu efect de cîmp se bazează pe proprietatea acestor tranzistori de a avea o impedanță de intrare foarte mare (v. § 3.5). Din motivele expuse anterior și la aceste amplificatoare se poate introduce o reacție de tip bootstrap. În figura 5.50, *c* este arătat un montaj cu impedanță mare de intrare, cu un tranzistor cu efect de cîmp cu poartă joncțiune.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul 6. CIRCUITE INTEGRATE LOGICE

6.1. CIRCUITE INTEGRATE. CLASIFICARE. UNELE CONSIDERAȚII TEHNOLOGICE.

Utilizarea unor piese discrete ca tranzistori, diode, rezistențe etc., chiar sub formă miniaturizată, implică un număr mare de elemente electronice conținute într-o instalație electronică complexă și respectiv un număr mare de conexiuni și suduri fapt care duce la scăderea siguranței în funcționarea (fiabilității) aparaturii respective. Problema reducerii drastice a numărului de componente și a conexiunilor dintre ele a fost rezolvată prin apariția și folosirea circuitelor integrate care au condus totodată la creșterea fiabilității sistemelor electronice și la un grad înalt de microminiaturizare.

Din clasa circuitelor integrate fac parte circuitele integrate semiconductoare de tip monocip, în care elementele microcircuitului sînt realizate în interiorul unui mic monocristal semiconductor („cip"), circuitele cu straturi subțiri, în care elementele circuitului (în general rezistențe și condensatori) sînt realizate sub formă de straturi subțiri depuse pe suporți dielectrici și circuitele hibride care reprezintă o combinație a primelor două tipuri.

Pe lîngă circuitele integrate cu diferite grade de integrare (densitate de componente în unitatea de volum) în cadrul sistemelor și dispozitivelor microelectronice pot fi incluse și alte dispozitive și circuite pe corp solid cum sînt dispozitivele funcționale (acustoelectronice, dispozitive Gunn etc.), dispozitivele și circuitele optoelectronice integrate, circuitele integrate de microunde, sistemele biomicroelectronice etc. [7, 8].

6.1.1. CIRCUITE HIBRIDE ȘI CU STRATURI SUBȚIRI

Deși circuitele integrate monocip, denumite uneori și monolitice sau simplu, **circuite integrate,** au căpătat o foarte mare răspîndire, pentru satisfacerea anumitor cerințe, în multe cazuri speciale, se apelează la **circuite integrate cu straturi subțiri** sau la **circuite hibride.** În cazul acestor circuite (denumite uneori, impropriu, circuite integrate dielectrice), piesele componente ale circuitului, inclusiv conexiunile dintre ele se realizează sub forma unor straturi subțiri, depuse pe un suport dielectric (sticlă, ceramică etc.).

Depunerea straturilor subțiri se efectuează prin evaporare termică și condensare în vid sau în gaze inerte, prin pulverizare catodică, pulverizare în înaltă frecvență, epitaxie cu fascicul molecular etc.[1]. Cel mult este folosită metoda evaporării termice și condensării în vid în special pentru substanțe simple (Al, Zn, Cu, Sb etc.) și unii compuși (CdS, InSb, etc.). În acest

[1] Pentru cititorul interesat în tehnologia și proprietățile deosebit de importante ale straturilor subțiri, se recomandă lucrările [8] și [35].

Scanned with OKEN Scanner

scop se apelează la instalații speciale de evaporare în alcătuirea cărcia intră sistemul de vid (pompa mecanică, 1, și de difuzie 2), incinta de evaporare 3, manometrele de măsurat presiuni joase, 4, și sistemul electric de alimentare (fig. 6.1).

În incinta de evaporare 3 se găsesc unul sau mai multe cuptorașe (spiralate sau în formă de tăviță), 5, dispozitive de susținere a suportului 6, sau a măștilor, 7, cuptoraș în formă de spirală, 8, pentru încălzirea suportului, cuptorașe de degazare internă a incintei, 9, termocuple pentru măsurarea temperaturii, diferite ecrane mobile, 10, dispozitive de măsurare a grosimii straturilor etc.

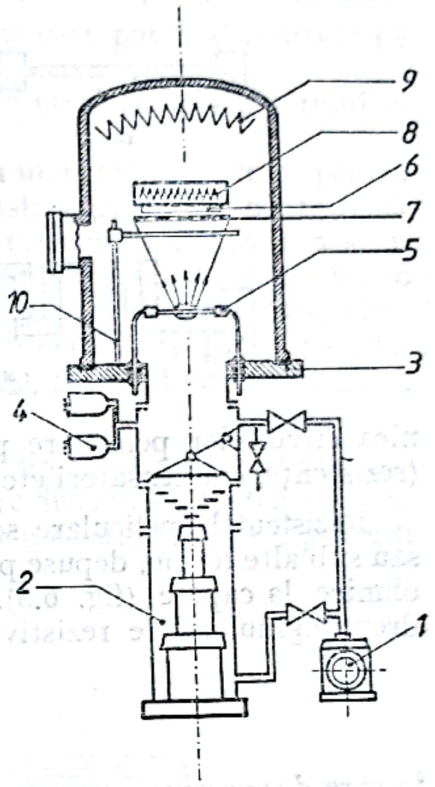


Fig. 6.1.

Evaporarea substanțelor (semiconductori, metale etc.) se poate face fie de pe o spirală de wolfram (sau tantal), fie dintr-un creuzet de cuarț, alumină etc., încălzit cu ajutorul curentului electric prin efect Joule, cu curenții de înaltă frecvență, fascicul electronic sau ionic etc. Pentru ca substanța evaporată să ajungă la suportul pe care se va forma stratul este necesar ca în incinta de evaporare să se facă vid înaintat (10^{-5} — 10^{-6} torr) cu ajutorul pompelor mecanice și de difuzie (cu ulei). În felul acesta mișcarea atomilor (moleculelor) substanței evaporate este rectilinie, sub forma unor fascicule de vapori, care se depun pe suportul plasat la 5—20 cm distanță de evaporator. Pentru a se obține un strat cu o bună structură cristalină și cu aderență bună la suport, suportul este încălzit în timpul condensării pînă la 200—400°C, cu ajutorul unui cuptoraș adecvat. Configurația necesară a pieselor sau circuitelor

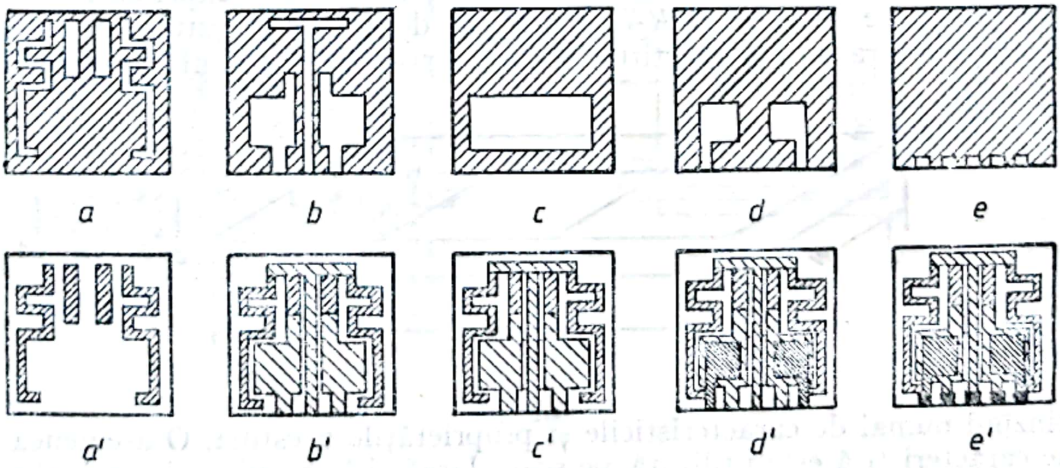


Fig. 6.2

cu straturi subțiri se obține plasînd în fața suportului o mască (metalică) care reproduce exact contururile viitoarelor piese sau circuite (fig. 6.2). În figura 6.2 se arată tipul și ordinea măștilor (a — e) care trebuie utilizate pen-

tru realizarea în diferite etape a circuitului din figura 6.2, *e'* (pozițiile *a'* — *e'* indică poziția pieselor și conexiunilor circuitului după fiecare etapă de mascare).

Tehnologia straturilor subțiri este deosebit de indicată pentru obținerea elementelor electronice pasive sub formă peliculară, cum sînt rezistențele, condensatorii, rețele *RC*, diferite tipuri de traductoare etc. Microelectro-

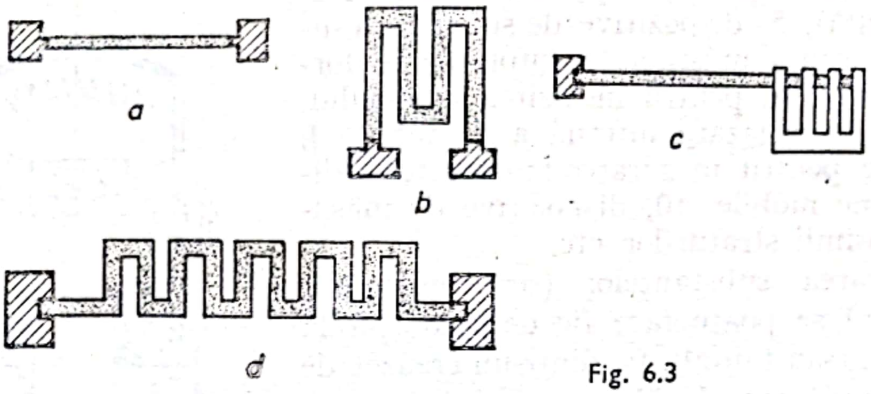


Fig. 6.3

nica circuitelor peliculare permite obținerea de elemente electronice pasive (rezistențe, condensatori etc.) de mare precizie și într-o gamă largă de valori [2].

Rezistențele peliculare se obțin sub forma unor benzi drepte, în zigzag sau sub alte forme, depuse pe un suport adecvat și înzestrate cu două contacte ohmice la capete (fig. 6.3). Presupunînd rezistorul sub forma unei benzi dreptunghiulare de rezistivitate ρ și lungime l, se poate scrie (fig. 6.4)

$$R = \rho \frac{l}{S} = \rho \frac{l}{w \cdot d}, \qquad 6.1.1$$

în care d reprezintă grosimea benzii, iar w — lățimea ei. Dacă se consideră $l = w$, din relația 6.1.1 rezultă

$$R_{\square} = \frac{\rho}{d}, \qquad 6.1.2$$

în care $R_{\square}$ poartă numele de „rezistență pe pătrat" și se exprimă în ohmi pe pătrat [$\Omega/\square$]. Se observă că $R_{\square}$ nu depinde de latura pătratului ci numai de grosimea d a stratului și constituie o caracteristică importantă a materialului

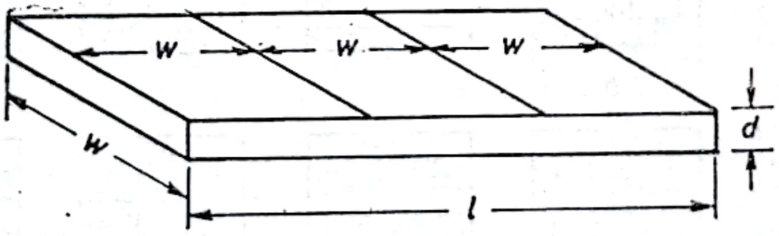


Fig. 6.4

depinzînd numai de caracteristicile și proprietățile acestuia. O asemenea mărime caracteristică este utilizată pe scară largă și în cazul proiectării și fabricării circuitelor integrate monocip pentru a exprima rezistivitatea pe pătrat

[2] După cum se va arăta în continuare, în tehnologia circuitelor integrate monocip nu se pot obține rezistori cu valori ridicate decît în detrimentul unei suprafețe mari ocupate pe cipul semiconductor.

Scanned with OKEN Scanner

a plachetei (rondelei) semiconductoare sau a unor regiuni difuzate ale acesteia (v. paragraful 6.1.2).

Notînd raportul l/w prin n (fig. 6.4), din formulele precedente rezultă că rezistența rezistorului de lungime l este dată de

$$R = nR_{\square}, \qquad 6.1.3$$

în care n reprezintă numărul pătratelor de latură w care pot fi delimitate pe lungimea l a rezistorului.

În multe cazuri, cînd este dificil să se măsoare grosimea d a stratului se apelează la determinarea parametrului $R_{\square}$.

Din relația 6.1.1 se vede că se pot obține valori mari ale rezistenței pentru straturi suficient de subțiri. Pe de altă parte această grosime nu poate fi făcută oricît de mică deoarece se vor micșora mult rezistența mecanică a stratului și puterea disipată. Pentru a se putea obține rezistențe peliculare într-o gamă largă de valori se apelează la depunerea unor amestecuri metal-dielectrice denumite *cermeturi*. Dintre cele mai utilizate cermeturi pot fi menționate amestecurile, în diferite proporții, de Cr și SiO, silicatul de tantal-crom, cermet pe bază de Pa-Ag etc.

Un **condensator** cu straturi subțiri este format din două armături conductoare peliculare între care este plasat un strat subțire dielectric (fig. 6.5, *a*, *b*, *c*). În figura 6,5, *c* se arată schema unui condensator a cărui capacitate poate fi

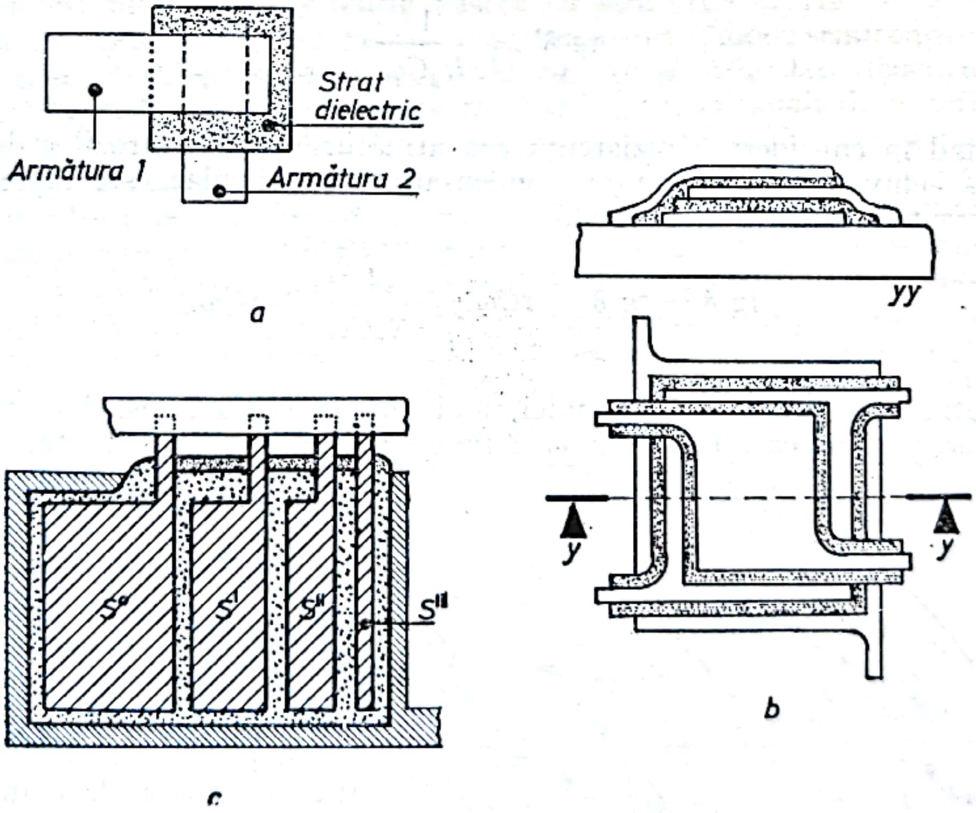


Fig. 6.5

ajustată la valoarea nominală (finală) prin secționarea unor conductori, secționare care duce la micșorarea suprafeței active a unei armături.

Dielectricul utilizat trebuie să aibă proprietăți electromecanice deosebite. Stratul subțire prespectiv trebuie să aibă o aderență bună și să nu prezinte fisuri sau porozități, să posede o permitivitate dielectrică ridicată și o tensiune

Scanned with OKEN Scanner

înaltă de străpungere etc. Materialele cele mai folosite în acest scop sînt CaF_2, TiO_2, ZnS, SiO_2 și SiO. Condensatorii cu SiO_2 sau TiO_2 au prezentat o capacitate specifică C_s de circa 1 $\mu F/cm^2$ (pentru grosimi de 1 000 — 2 000 Å ale stratului depus), factorii de disipație de ordinul a 0,004, pierderi mici și performanțe bune la temperaturi ridicate.

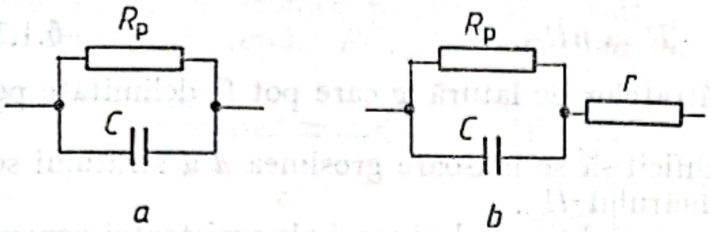


Fig. 6.6

Capacitatea specifică C_s reprezintă capacitatea unui condensator plan cu aria armăturilor egală cu unitatea, adică

$$C_s = \frac{C}{S} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d}. \qquad 6.1.4$$

Folosirea peliculelor feroelectrice (titanat de bariu, titanat de bariu-stronțiu etc.) avînd permitivități dielectrice ridicate au permis obținerea unor condensatori peliculari cu capacități specifice mari. Totuși materialele feroelectrice prezintă factori de pierderi ceva mai mari. Dacă R_p reprezintă pierderile în dielectric, schema echivalentă a unui condensator real este redată în figura 6.6, *a*, iar unghiul de pierderi va fi dat de [25]

$$\operatorname{tg}\delta' = \frac{1}{R_p C\omega}. \qquad 6.1.5$$

Luînd în considerare rezistența r a armăturilor și electrozilor de ieșire, schema echivalentă completă a condensatorului pelicular este reprezentată în figura 6.6, *b* iar tg δ va fi [25]

$$\operatorname{tg}\delta = \operatorname{tg}\delta' + rC\omega = \frac{1}{R_p C\omega} + rC\omega. \qquad 6.1.6$$

Pentru ca pierderile să fie mici, mai ales în cazul folosirii frecvențelor înalte, se impune ca termenul $rC\omega$ să fie cît mai mic, adică armăturile să fie din metale cu ρ mic, cum sînt Al, Cu sau Ag.

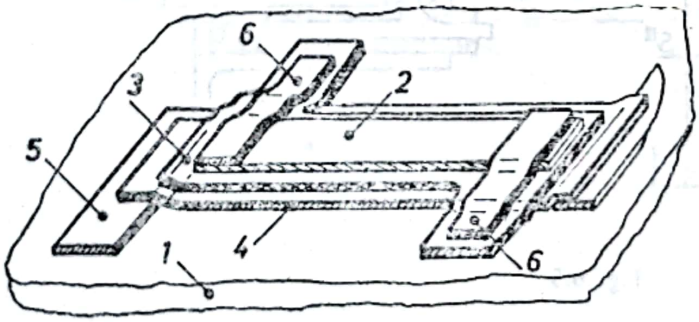


Fig. 6.7

Rețelele RC sub formă pelicular au căpătat o largă răspîndire în aplicații speciale, fiind utilizate în construcția filtrelor de diferite tipuri. În principiu, pelicula rezistivă poate fi folosită în același timp și ca una din armături, dar rezistența fiind mai mare, pierderile vor fi mai importante (v. 6.1.6). În figura 6.7 se arată schematic construcția unei structuri *RC* peliculare formată din trei straturi, una din armături fiind rezistorul *R*.

În afară de circuitele cu straturi subțiri (cu grosimi între 100—200 Å și

cca 3—5 μm), în electronica modernă se utilizează **circuite cu straturi groase** depuse prin pulverizare (spray), prin pensulare sau presarea unor paste-cermet prin măști speciale sau rețele; aceste straturi au grosimi de aproximativ 20—80 μm fiind utilizate pentru obținerea rezistențelor, rețelelor *RC*, liniilor de transmisie în microunde (microstrip line), microinductanțelor etc.

Încercările de a obține dispozitive active cu homojoncțiuni *p-n* nu au condus la rezultate concludente deoarece straturile semiconductoare depuse pe suporți dielectrici au de regulă o structură policristalină cu un număr relativ mare de defecte structurale. În vederea realizării totuși de elemente active în același timp cu elemente pasive sub formă peliculară, se impune fie obținerea unor straturi monocristaline cu o structură bună (de exemplu straturile epitaxiale), fie aplicarea unor noi principii fizice de realizare a elementelor electronice active cu straturi subțiri policristaline. Folosirea altor procese fizice care au loc în structurile cu straturi subțiri a condus la unele rezultate importante în direcția obținerii elementelor active peliculare și în special a diodelor cu dielectric, diodelor Schottky, diodelor și fotodiodelor cu heterojoncțiuni etc., precum și a tranzistorilor peliculari cu efect de cîmp cu poartă izolată (Weimer, 1962), tranzistori cu electroni fierbinți etc. Din nefericire, reproductibilitatea parametrilor tranzistorilor peliculari este slabă ei neputînd fi realizați în producție de mare serie, ci numai în cadrul unor circuite speciale, mai ales pentru aplicații în optoelectronică.

Circuitele hibride sînt circuite pasive cu straturi subțiri sau groase la care ulterior se atașează elemente active (tranzistori și diode semiconductoare). Astfel prin combinarea avantajelor dispozitivelor peliculare (coeficient de temperatură redus, rezistență mare la radiații, valori nominale exacte etc.), cu cele ale elementelor active se pot obține circuite hibride care să răspundă unor cerințe speciale. Cu toate acestea, deși elementele active folosite nu au corp protector (întregul circuit hibrid fiind apoi încapsulat într-un corp unic), gradul de integrare a circuitelor hibride este mai mic, iar dimensiunile acestora sînt mai mari decît ale circuitelor integrate semiconductoare (monocip). Siguranța în funcționare este de asemenea mai redusă în comparație cu fiabilitatea ridicată a circuitelor monocip, din cauza conexiunilor suplimentare, iar prețul de cost este mai ridicat. Datorită însă celorlalte avantaje menționate mai sus, circuitele hibride au căpătat o largă utilizare în scopuri speciale (convertoare analog-digitale sau digital-analogice, circuite de înaltă frecvență, circuite pentru lucrul în cîmp de radiații penetrante etc.).

6.1.2. CIRCUITE INTEGRATE SEMICONDUCTOARE (MONOCIP)

Circuitele integrate semiconductoare reprezintă cea mai importantă categorie a sistemelor microelectronice. Prin însăși construcția lor circuitele integrate monolitice exclud complet folosirea elementelor electronice discrete și a conexiunilor sub formă imprimată sau de conductori. Elementele care alcătuiesc circuitul sînt realizate în interiorul unui monocristal semiconductor foarte mic („cip") de obicei din siliciu. Dimensiunile cipului depind de numărul de componente incluse în circuitul integrat, variind între 1,25 mm² și 5—10 mm². Aceste cipuri — de formă pătrată sau dreptunghiulară (fig. 6.8, *b*) — sînt detașate dintr-o plachetă (rondea) semiconductoare de grosime mică (circa 0,2 mm fig. 6.8, *c*), care la rîndu-i a fost obținută, după cum s-a menționat în paragraful 3.8, prin secționarea corespunzătoare a unui bloc monocristalin (fig. 6.8, *a*).

Scanned with OKEN Scanner

Pentru realizarea componentelor de circuit (rezistențe, capacități, diode, tranzistori etc.), precum și interconexiunilor dintre ele, se folosesc tehnicile „clasice" utilizate pentru obținerea dispozitivelor semiconductoare discrete, cum sînt difuzia, creșterea epitaxială, tehnologia planară sau planar-epitaxială etc. (v. paragraful 3.8).

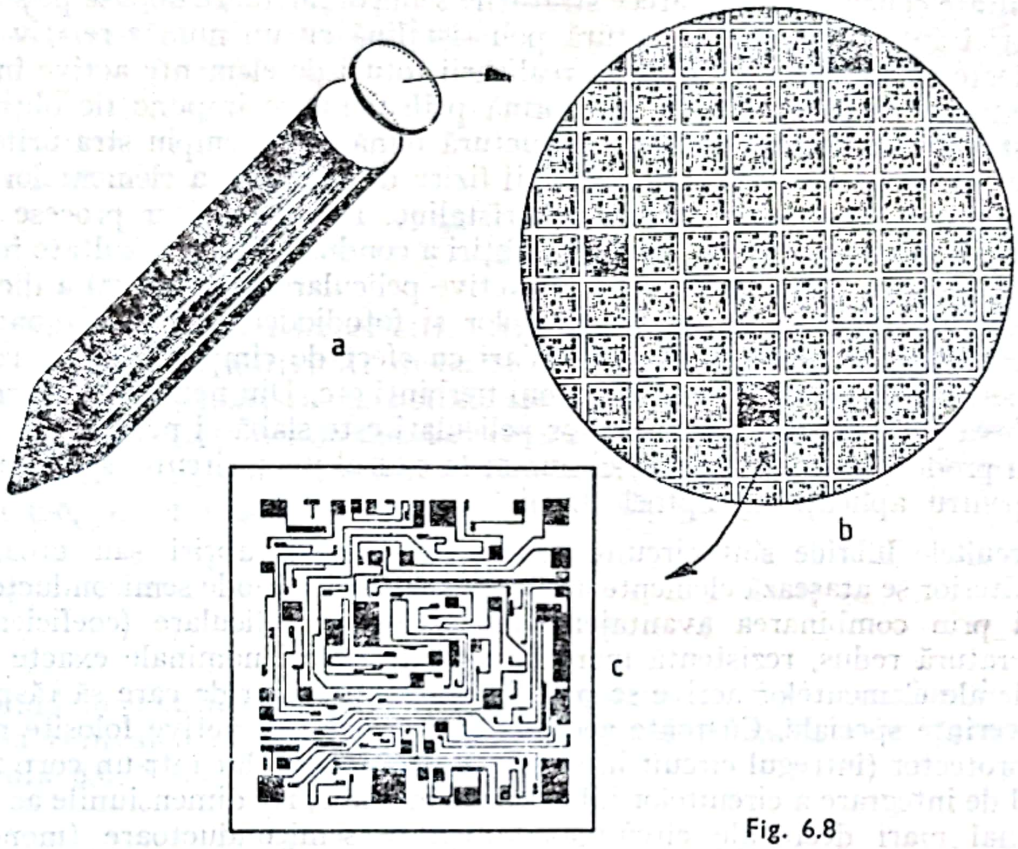


Fig. 6.8

În unele cazuri speciale se folosesc tehnologii specifice cum sînt implantare ionică, tehnologia MOS, fotolitografiere cu radiații X sau electronice etc. [7, 8]

Rezistorii din alcătuirea circuitelor integrate monocip se obțin prin doparea corespunzătoare a diferitelor porțiuni din materialul semiconductor și chiar se numesc *rezistori difuzați*. De regulă ei se formează simultan cu difuzia bazei tranzistorilor deci rezistivitatea pe pătrat sau rezistivitatea de suprafață este fixată o dată cu caracteristicile pe care trebuie să le aibă viitorii tranzistori. Avînd în vedere acest lucru, rezistența de suprafață este de ordinul a 100 $\Omega/\square$ pentru $w = 12$ μm, Pentru a obține un rezistor de 2 kΩ este nevoie deci de o fîșie lungă de 240 μm, care poate ocupa o suprafață mare pe materialul activ (de semiconductor) (fig. 6.9). Forma rezistorului poate fi și în formă de L sau în zigzag etc. (v. și fig. 6.3), dar valorile mai mari de 2—10 kΩ conduc la risipă de material activ al cipului semiconductor și măresc aria circuitului integrat. De cele mai multe ori se modifică în mod corespuzător schema (și uneori și principiul de lucru) circuitului integrat pentru ca structurile de rezistor să fie înlocuite cu structuri de tranzistori (bipolari sau MOS) care ocupă pe cip o arie mai mică (comparabilă cu a unui rezistor de 1—2 kΩ, sau a unui condensator de cca 10 pF). Trebuie precizat de asemenea, că prin realizarea de rezistori prin **procedeul implantării ionice** (introducerea

de impurități de B sau P etc., prin bombardament ionic cu particule de mare energie, deci care pătrund în materialul semiconductor (Si) la adîncimi corespunzătoare energiei fasciculului de ioni), se pot obține rezistori de valori nominale mari ($20 \div 50 \div 100$ kΩ) și precise.

Ca elemente active în construcția circuitelor integrate se folosesc diode cu joncțiuni p-n, tranzistori bipolari de tip n-p-n și p-n-p, tranzistori MOS și alte structuri active. Diodele se realizează prin utilizarea difuziei bazei de tip p efectuată în același timp cu joncțiunile p-n ale colectorilor, deși se pot folosi și diodele n-p realizate în procesul difuziei emitorului, dar acestea din urmă au tensiuni de străpungere mai mici.

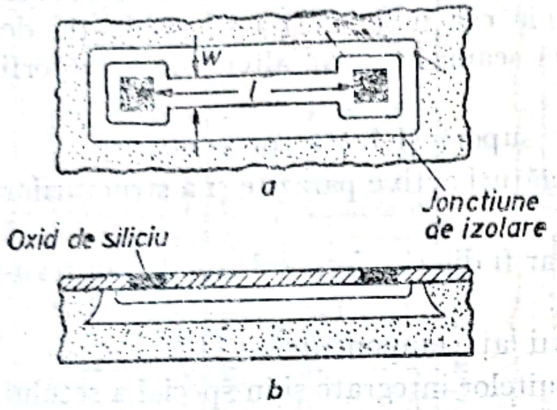


Fig. 6.9

Tranzistorii bipolari din construcția circuitelor integrate sînt realizați prin tehnologiile proprii obținerii tranzistorilor planari sau planar-epitaxiali. Spre deosebire de un tranzistor „discret" însă (fig. 6.10, *a*), un tranzistor „integrat" (adică din componența circuitelor integrate) conține patru straturi semiconductoare separate de trei joncțiuni (fig. 6.10, *b*). Astfel la un tranzistor planar discret, colectorul se realizează din suprafața inferioară a cipului (fig. 4.10, *a*) (v. și § 3.8). Rezistența internă în serie cu contactul de colector se păstrează la valori mici prin utilizarea unor plachete-suport n^+ cu rezistivitate joasă.

În cazul tranzistorului din circuitul integrat, contactul de colector trebuie adus la suprafața superioară pentru a putea fi interconectat cu alte elemente de circuit. Rezistența serie internă a colectorului este menținută la valoare joasă prin difuzia unui strat n^+ (de rezistență mică) în placheta suport, sub structura viitoare a tranzistorului (numit strat îngropat n^+) și realizînd apoi lateral, pentru contactul colectorului (care este scos sus la suprafață pentru a ușura interconectarea), o difuzie n^+ adîncă pînă întîlnește stratul îngropat n^+ (fig. 6.10, *b*).

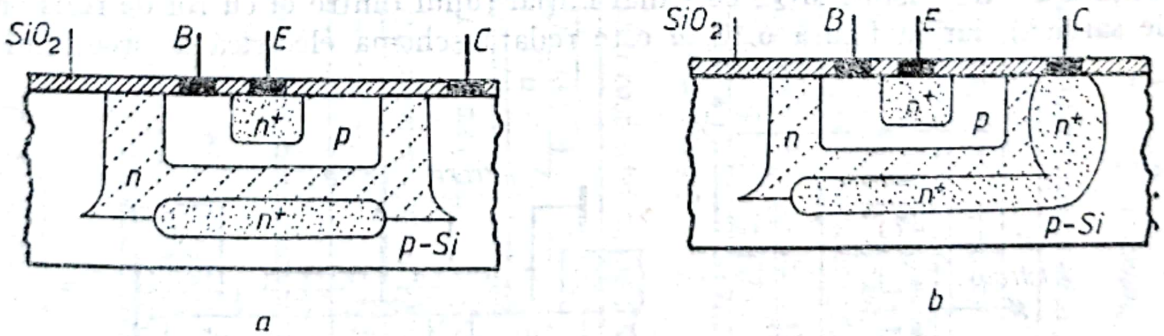


Fig. 6.10

La proiectarea oricărui tip de circuit integrat trebuie să se țină seama că pentru o anumită tehnologie pot fi favorizați anumiți parametri constructivi sau funcționali, iar alți parametri pot să fie sub așteptări (cazul valorilor și preciziei rezistorilor în circuitele integrate monocip sau în cele cu straturi

Scanned with OKEN Scanner

subțiri); un compromis între parametrii circuitului trebuie adoptat în proiectarea oricărei serii de circuite integrate.

Odată aleasă tehnologia și materialul suportului activ (sau al suportului pasiv în cazul circuitelor hibride) este necesar să se țină seama de o serie întreagă de cauze care pot influența parametrii finali ai circuitului ca urmare a procesului tehnologic. Așa, de exemplu, în cazul circuitelor cu siliciu realizate în tehnologia planar-epitaxială (tehnologia cea mai folosită în producția de circuite integrate), este necesar să se țină seama, printre altele, de următorii factori:

1) Apariția capacităților parazite pe suport și între componente;

2) Posibilitatea apariției diferitelor legături active parazite și a structurilor *p-n-p-n*;

3) Apariția structurilor parazite cum ar fi diferite forme de diode sau tranzistori, în special a tranzistorilor MOS;

4) Interacțiunea diferiților parametrii ai componentelor etc.

Întrucît operațiile de proiectare a circuitelor integrate și în special a setului de măști necesare realizării topologiei circuitului, sînt de regulă, deosebit de complexe, pentru proiectarea lor se folosesc în mod curent calculatoarele electronice, analiza matematică cu ajutorul grafurilor etc.

După proiectarea circuitului integrat și a setului de măști necesare se trece la realizarea practică a acestuia, de regulă prin tehnologiile planar sau planar-epitaxiale care au fost descrise în paragraful 3.8. Pe o aceeași rondea de siliciu — în funcție de diametrul acesteia și de dimensiunile cipului cu viitorul circuit — se pot realiza simultan cîteva zeci sau sute de circuite integrate. În figura 6.11, *a*, *b* se ilustrează (schematic) etapele de realizare a circuitului integrat din figura 6.11, *c*, utilizînd tehnologia planar epitaxială.

Realizarea circuitelor integrate în tehnologia MOS prezintă avantajul simplității (un număr mai mic de măști), datorită posibilității de conectare directă a tranzistorilor MOS (prin intermediul capacitorilor poartă-sursă) și înlocuirii rezistorilor de sarcină tot prin structuri de tranzistori MOS care sînt realizate simultan cu tranzistorii MOS de bază (v. și paragraful 3.5.3). În figura 6.12, *b* este reprezentată o secțiune printr-un circuit integrat care conține doi tranzistori MOS cu canal inițial (unul dintre ei cu rol de rezistor de sarcină), iar în figura 6.12, *a* este redată schema electrică a circuitului.

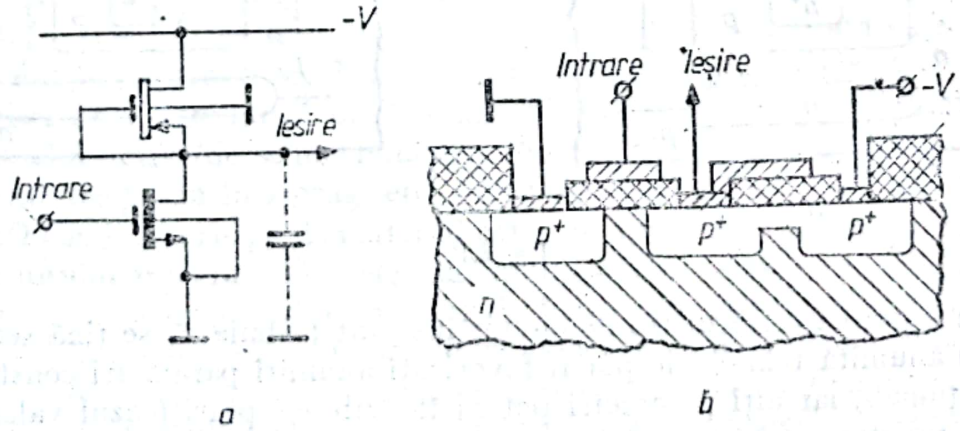
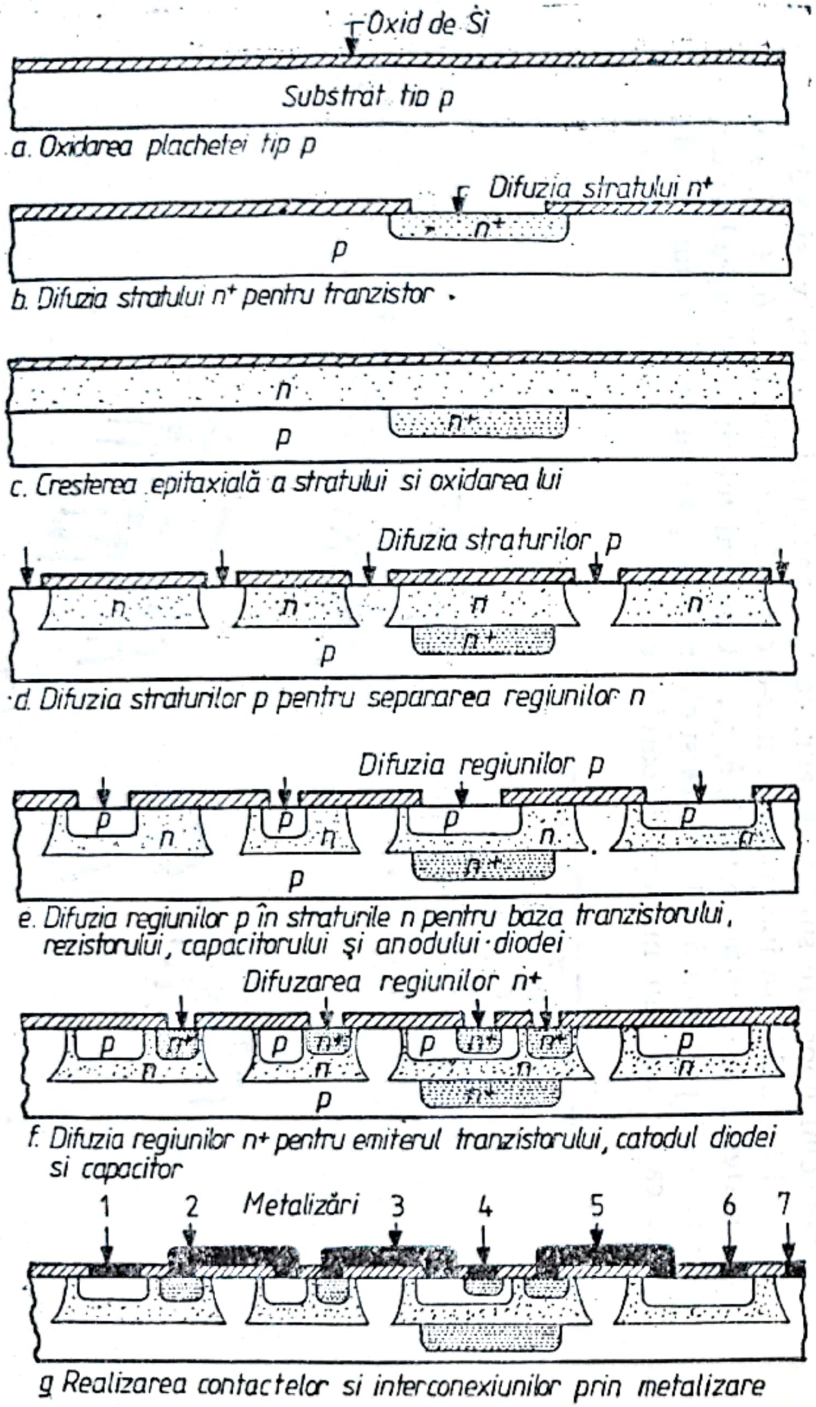


Fig. 6.12

Scanned with OKEN Scanner



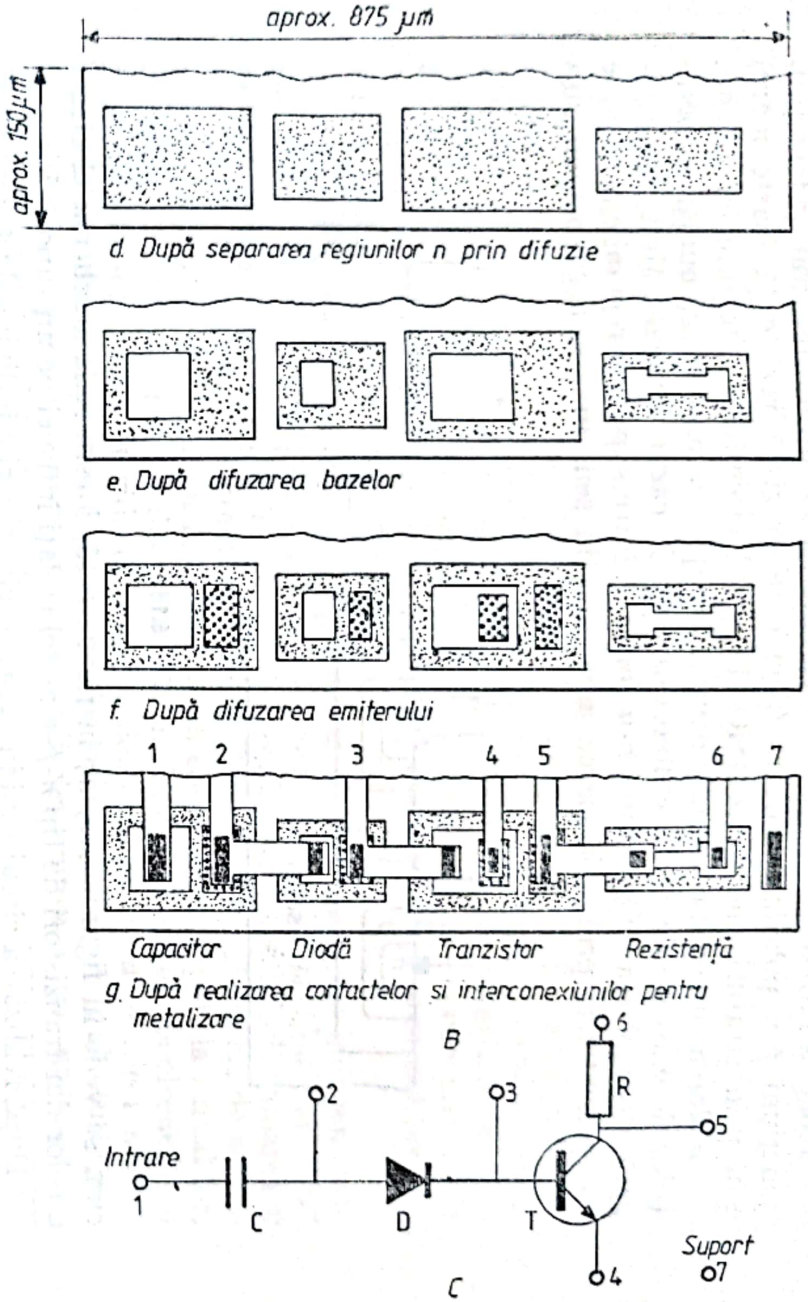


Fig. 6.11

Scanned with OKEN Scanner

Izolarea între ele a diferitelor elemente ale circuitului integrat se face prin joncțiuni *p-n* polarizate invers (deci care prezintă rezistență foarte mare) sau prin straturi dielectrice (SiO_2 în cazul circuitelor integrate cu siliciu).

Izolarea cu straturi de oxid ocupă loc suplimentar și ridică numărul operațiilor de mascare de aceea se folosește doar în cazuri speciale. Mult mai utilizată este izolarea cu joncțiuni *p-n* formată între suport și regiunile active ale componentelor, prin polarizarea adecvată (în sens invers) a suportului, așa

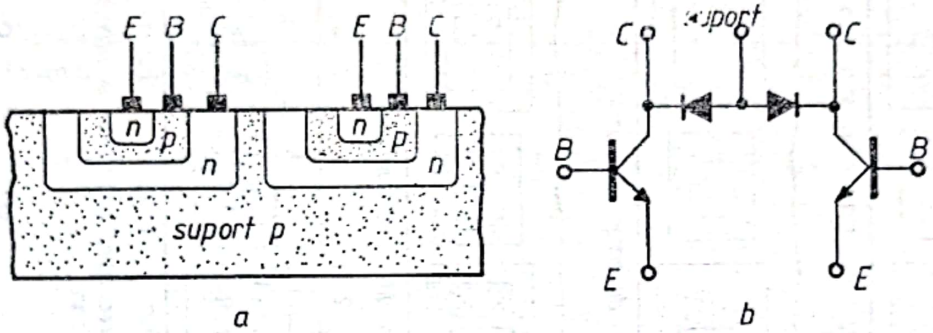


Fig. 6.13

cum se vede în figura 6.13, *a*; în figura 6.13, *b* este redată schema electrică a celor doi tranzistori de tip *n-p-n* astfel izolați între ei pe un suport de tip *p*.

După realizarea circuitului integrat pe cip, cipurile individuale se detașează din placheta de siliciu prin zgîrierea, după anumite linii de contur și apăsarea cu un rulou de cauciuc pînă la desprinderea („spargerea") mecanică a acestora. Cipul conținînd circuitul integrat se fixează pe un suport cu electrozi de ieșire (denumiți **pini**) iar după realizarea conexiunilor între schemă și pini (prin intermediul unor fire subțiri de aur, ca la tranzistorii discreți, v. și § 3.8), întregul ansamblu se încapsulează într-o capsulă metalică (fig. 6.14, *d*), sau din material plastic (fig. 6.14, *a*, *b*, *c*, *e*). Cele mai folosite sînt capsulele din plastic, care pot avea 8, 14, 16, 24 și chiar 48 de pini (în cazul memoriilor de mare capacitate sau microprocesoarelor etc.).

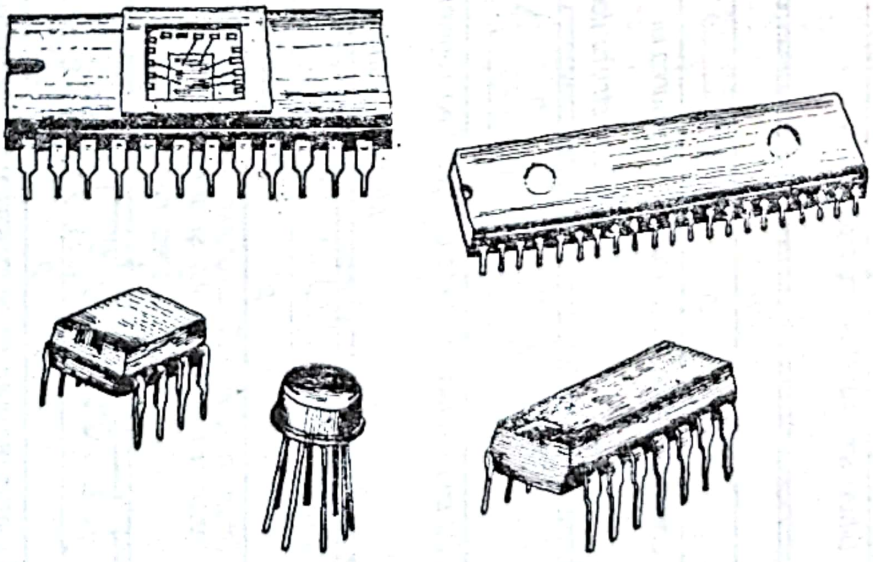


Fig. 6.14

Scanned with OKEN Scanner

6.2. CIRCUITE LOGICE COMBINAȚIONALE

6.2.1. ELEMENTE DE ALGEBRĂ BOOLE

În continuare vom aborda în întregime numai clasa circuitelor integrate propriu-zise realizate în cristal semiconductor (cip), denumite adesea și circuite integrate monolitice [3].

Circuitele integrate se împart în **circuite logice** (sau digitale) și **circuite liniare** (amplificatoare, comparatoare etc.). În acest capitol vor fi analizate principalele tipuri de circuite integrate logice, iar în ultimul capitol vor fi abordate circuitele integrate liniare (sau analogice). Pentru o înțelegere clară a construcției circuitelor logice integrate, mai întîi vor fi expuse principiile constructive ale circuitelor logice cu elemente discrete, după o scurtă prezentare a unor noțiuni de algebră booleană.

Algebra booleană operează în sistemul binar, deci cu variabile independente care pot lua numai două valori: 1 sau 0, care corespund la „Da" și „Nu" sau „Adevăr și Fals". Cu un număr de n variabile (fiecare luînd valoarea 0 sau 1) se pot forma $m = p^n$ combinații, unde p este baza sistemului de numerație, în cazul nostru egală cu 2. Cele $2^n = m$ combinații se pot, la rîndul lor, combina în $2^m = 2^{2^n}$ funcții distincte deci numărul funcțiilor booleene (sau funcțiilor logice) poate fi ridicat. Pentru două variabile a, b (deci $n = 2$) există $2^{2^2} = 16$ funcții logice elementare, pe baza cărora pot fi alcătuite alte funcții mai complicate. Dintre cele 16 funcții elementare se pot distinge trei funcții elementare de bază sau fundamentale, de mare importanță pentru algebra booleană și sinteza circuitelor logice. Acestea sînt:

a) **Funcția negație** sau "complementul logic" sau funcția logică „**NU**", care face ca unei variabile binare a să-i corespundă variabila binară $\bar{a}$, astfel încît

$$a + \bar{a} = 1. \qquad 6.2.1$$

Funcțiile logice pot fi reprezentate și prin tabele de adevăr, prin simboluri grafice (denumite logigrame) etc. Pentru funcția **NU**, tabelul de adevăr va fi (în conformitate cu relația de definiție 6.2.1)

a	$\bar{a}$
0	1
1	0

adică dacă variabila a are valoarea 1, negația (sau complementul) ei va avea valoarea logică 0 și invers.

b) Intersecția sau **produsul logic** sau funcția logică „**SI**" sau „conjuncția". Această funcție logică f_2 este definită prin operația

$$f_2 = a \cdot b, \qquad 6.2.2$$

și prin tabelul de adevăr din figura 6.15.

[3] Circuitele hibride sau cu straturi subțiri, asupra cărora nu vom insista în continuare, sînt tot atît de „monolitice" ca și circuitele integrate semiconductoare.

Scanned with OKEN Scanner

c) Reuniunea sau **suma logică** sau funcția „SAU" sau „disjuncție". Este definită prin operația

$$f_3 = a + b, \qquad 6.2.3$$

și prin tabelul de adevăr din figura 6.16.

SI

a	b	a·b
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Fig. 6.15

SAU

a	b	a+b
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

Fig. 6.16

Produsul logic cît și suma logică se supun regulilor de asociativitate

$$a + b + c = (a + b) + c = a + (b + c) \qquad 6.2.4$$

și distributivitate față de produsul aritmetic[4]

$$a(b + c) = ab + ac. \qquad 6.2.5$$

În sinteza circuitelor logice sînt foarte mult utilizate teoremele lui De Morgan:

$$\overline{a + b + c + \ldots} = \bar{a} \cdot \bar{b} \cdot \bar{c} \ldots \qquad 6.2.6,\ a$$

$$\overline{abcd \ldots} = \bar{a} + \bar{b} + \bar{c} + \bar{d} + \ldots \qquad 6.2.6,\ \bar{b}$$

Aceste teoreme duale au următorul enunț: „negația sumei (disjuncției) logice a n variabile (logice) este echivalentă cu produsul (conjuncția) logic al negațiilor lor" și „negația produsului logic a n variabile este echivalentă cu suma logică a negațiilor lor".

În algebra booleană sînt adevărate relațiile

$$a + a + a + \ldots = a \qquad 6.2.7$$

$$a + a = a \qquad 6.2.8$$

$$a \cdot a \cdot a \cdot a \cdot \ldots = a \qquad 6.2.9$$

$$a + \bar{a} = 1 \qquad 6.2.10$$

$$a \cdot \bar{a} = 0 \qquad 6.2.11$$

$$\bar{\bar{a}} = a \qquad 6.2.12$$

$$a + 0 = a \qquad 6.2.13$$

$$a + 1 = 1 \text{ etc.} \qquad 6.2.14$$

Foarte importantă este așa numita *teoremă a absorbției*, care este utilizată pentru simplificarea și „minimizarea" funcțiilor logice mai complexe. Conform acestei teoreme sînt adevărate relațiile:

$$a + ab = a \qquad 6.2.15$$

$$b + ba = b \qquad 6.2.16$$

$$a + \bar{a}b = a + b \quad \text{etc.} \qquad 6.2.17$$

[4] Operațiile de „produs" sau „sumă" logice au alte înțelesuri în comparație cu operațiile aritmetice obișnuite; astfel „suma" $a + b$ se citește: „sau a sau b"; produsul $a \cdot b$ se citește „a și b" etc. etc.

Scanned with OKEN Scanner

Într-adevăr, expresia $a + ab$ se poate scrie ca

$$a(1 + b) = a \cdot 1 = a. \qquad 6.2.15'$$

La fel, ultima relație se poate scrie ca (pornind de la termenul al doilea)

$$a + b = (a + \bar{a})\ (a + b) = aa + ab + \bar{a}a + \bar{a}b =$$
$$= a + ab + \bar{a}b = a(1 + b) + \bar{a}b = a + \bar{a}b. \qquad 6.2.17'$$

adică se ajunge la primul membru din relația 6.2.17.

Simbolurile grafice sau **logigramele** prin care sînt reprezentate cele trei funcții logice fundamentale sînt redate în figura 6.17.

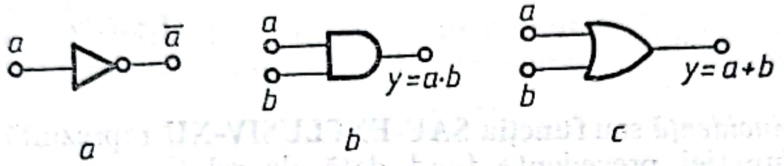


Fig. 6.17

Cu ajutorul funcțiilor logice fundamentale (**NU, ȘI, SAU**) reprezentate ca în figura 6.17, folosind legile algebrei booleene și în special teoremele lui De Morgan, se pot defini o serie de funcții logice auxiliare, dintre care cele mai folosite sînt următoarele.

d) **Funcția NICI,** sau funcția **SAU** negată, sau funcția **SAU-NU** (în l. engleză **NOR**); ea este reprezentată prin simbolul grafic din figura 6.18, *a* și prin tabelul de adevăr din figura 6.18, *b*, corespunzător primei teoreme a lui De Morgan

$$\overline{a + b + c} + \ldots = \bar{a} \cdot \bar{b} \cdot \bar{c} \ldots \qquad 6.2.6,\ a$$

e) **Funcția ȘI-NU** (**NAND** în l. engleză), reprezentată prin logigrama din figura 6.19, *a* și prin tabelul de adevăr din figura 6.19, *b* corespunzător celei de a doua teoreme a lui De Morgan

$$\overline{a \cdot b \cdot c} \ldots = \bar{a} + \bar{b} + \bar{c} + \ldots \qquad 6.2.6,\ b$$

f) **Funcția SAU-EXCLUSIV** sau adunare „**a modulo doi b**" $a \oplus b$ definită prin relația

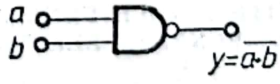
$$y = a \oplus b = a\bar{b} + \bar{a}b \qquad 6.2.18$$

a

a	b	$\overline{a+b}$
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	0

b

Fig. 6.18



a

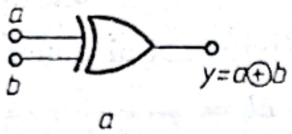
a	b	$\overline{a \cdot b}$
0	0	1
0	1	1
1	0	1
1	1	0

b

Fig. 6.19

și prin tabelul de adevăr din figura 6.20, *b*. Se vede că funcția de ieșire *y* este egală cu 1 numai cînd *a* și *b* nu sînt simultan egale între ele (cu 1 sau 0), deci este o funcție de *anticoincidență*. Simbolul grafic (logigrama) acestei funcții care se mai notează cu **XOR** (din l. engleză) este redată în figura 6.20, *a*.

Scanned with OKEN Scanner



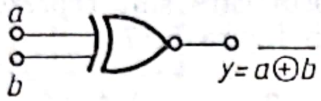
a

a	b	a⊕b
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

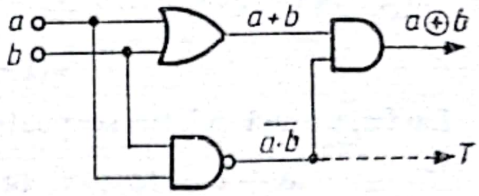
b

a	b	$\overline{a \oplus b}$
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	1

c



d



e

Fig. 6.20

g) Funcția *coincidență* sau **funcția SAU-EXCLUSIV-NU** reprezintă negarea (complementul) funcției precedente fiind dată de relația

$$y = \overline{a \oplus b} = \overline{a\bar{b} + \bar{a}b} = \bar{a}\bar{b} + ab \qquad 6.2.19$$

și de tabelul de adevăr din figura 6.20, *c*; în figura 6.20, *d*, se arată logigrama respectivei funcții care se mai notează cu **XOR**.

Funcția 6.2.18 se poate scrie sub forma

$$y = (a + b)\,\overline{(a \cdot b)} \qquad 6.2.20$$

și conform primei teoreme a lui De Morgan este echivalentă cu 6.2.18. Într-adevăr, ținînd seama de postulatele și legile algebrei logice, avem (din 6.2.20)

$$y = (a + b)\,\overline{(a \cdot b)} = (a + b)(\bar{a} + \bar{b}) = a\bar{a} + a\bar{b} + \bar{a}b + b\bar{b}. \qquad 6.2.21$$

Rezultă că

$$y = (a + b)\,\overline{(a \cdot b)} = a\bar{b} + \bar{a}b = a \oplus b. \qquad 6.2.22$$

Relațiile 6.2.20 — 6.2.22 sugerează faptul că operația *a* modulo doi *b* (notată prin $a \oplus b$) se poate obține cu ajutorul funcțiilor logice de bază combinate în diferite moduri conform formulelor de definiție. Astfel, 6.2.22 se poate reprezenta prin schema de tip arborescent din figura 6.20, *e* care lucrează ca o schemă de anticoincidență.

6.2.2. CIRCUITE LOGICE FUNDAMENTALE REALIZATE CU COMPONENTE ELECTRONICE DISCRETE

Unei funcții logice, caracterizate prin tabelul său de adevăr, i se poate pune în corespondență un circuit care realizează în practică operațiile funcției logice date. Un asemenea circuit, denumit circuit logic, realizează fizic transformarea variabilelor de intrare în variabile de la ieșirea circuitului, conform funcției logice considerate.

Se pot deosebi două clase mari de circuite logice și anume, **circuitele logice combinaționale** (*CLC*) **și circuitele logice secvențiale** (*CLS*).

Circuitele logice combinaționale sînt acele circuite la care variabila (sau mulțimea variabilelor) de ieșire depinde doar de combinațiile de valori ale variabilelor de intrare. Circuitele logice secvențiale sînt acele circuite la care

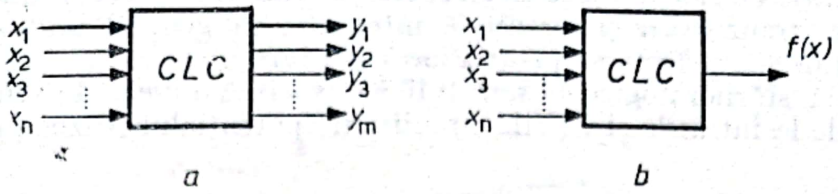


Fig. 6.21

variabilele (sau variabila) de ieșire, la un anumit tact de funcționare (adică la un moment dat t) depind atît de combinațiile de valori ale variabilelor de intrare, la același moment t, cît și de stările elementelor interne, de memorie, ale circuitului.

Conform definiției de mai sus, un circuit logic combinațional reprezintă un ansamblu (sistem) de funcții logice elementare caracterizat prin tripletul

$$F = (X, Y, f) \qquad 6.2.23$$

unde:

$$X = X(x_1, x_2, x_3 \dots x_n) \qquad 6.2.24$$

este mulțimea variabilelor de intrare în sistem (sau vectorul variabilelor de intrare) (fig. 6.21, *a*);

$$Y = Y(y_1, y_2, y_3 \dots y_m), \qquad 6.2.25$$

este mulțimea variabilelor de ieșire din sistem (sau vectorul variabilelor de ieșire);

$f : X \to Y$ (adică f definit pe X, cu valori în Y) este funcția de intrare-ieșire sau funcția de transfer.

Pentru *CLC* de uz general se utilizează logica binară, astfel că variabilele X_i și Y_i pot lua numai valorile 0 sau 1. Prin urmare aplicația $f : X \to Y$ reprezintă o funcție booleană care poate fi scrisă ca

$$f = f(x_1, x_2, \dots x_n) = (f_1, f_2, f_3 \dots f_m) \qquad 6.2.26$$

cu

$$\begin{aligned} f_1 &= y_1(x_1, x_2 \dots x_n) \\ f_2 &= y_2(x_1, x_2 \dots x_n) \\ &\vdots \\ f_m &= y_m(x_1, x_2, x_3 \dots x_n). \end{aligned} \qquad 6.2.27$$

Aceasta este deci o funcție vectorială (cu m componente) de variabilă vectorială. Componentele f_k ale lui f pot fi studiate separat pe baza modelului particularizat pentru *CLC* din figura 6.21, *b*, care față de modelul general din figura 6.21, *a* are numai o componentă a funcției de ieșire. Această funcție se poate numi funcție booleană scalară, sau simplu funcție booleană f, subînțelegînd, în absența altor precizări, că vectorul de ieșire are o singură componentă.

Circuitele logice sînt circuite de comutație statică și sînt realizate cu dispozitive — de regulă electronice — care pot prezenta două stări limită: **închis** și **deschis**, corespunzătoare celor două valori 0 și 1 ale variabilelor din logica binară; asemenea dispozitive electronice sînt tuburile electronice (utilizate în

Scanned with OKEN Scanner

prima generație de calculatoare electronice din anii 1950—1960), diodele semiconductoare, tranzistorii și circuitele integrate, în general dispozitivele pe corp solid care pot efectua operația de comutare [5].

De regulă stărilor logice 0 sau 1 li se asociază nivele de tensiune (sau de curent) de la intrările și ieșirile circuitului; potențialul scăzut (potențialul

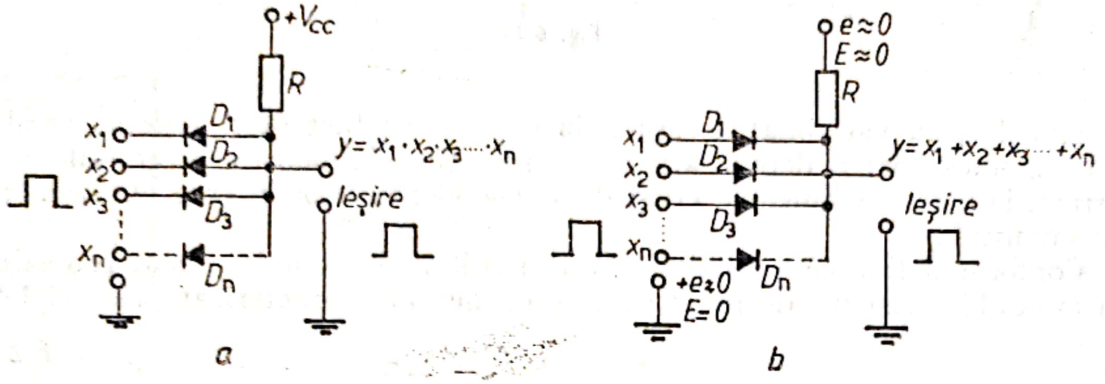


Fig. 6.22

masei) se ia drept stare logică 0, iar potențialul înalt, se ia drept stare logică 1. Dacă potențialul înalt (semnal sau impuls de tensiune) este pozitiv, avem de-a face cu logica pozitivă, dacă este negativ, atunci avem logica negativă.

După cum s-a arătat în capitolul trei, diodele semiconductoare pot fi utilizate cu succes în calitate de comutator static, ele prezentînd un curent important în regim de conducție („comutator închis") și un curent J_s foarte mic, practic nul în regim de polarizare inversă („comutator deschis"). Datorită acestui fapt diodele semiconductoare se folosesc cu succes în construcția circuitelor logice de tip *DRL* (Diode-Rezistor-Logic în l. engleză). În figura 6.22, *a* se arată schema unui circuit ȘI realizat, în logica pozitivă, cu diode și rezistențe. Inițial, toate diodele $D_1 \dots D_n$ sînt polarizate direct de la sursa $+V_{cc}$ (prin intermediul rezistenței R) și prin rezistența R trece un curent important I; ca urmare pe rezistența R cade aproape întreaga tensiune a sursei $+V_{cc}$, deci în punctul *a*, (la ieșire) rezultă un potențial nul și ca atare $y=0$. La ieșire apare semnal deci potențial înalt (pozitiv) numai dacă la toate intrările $x_1, x_2 \dots x_n$ se aplică potențial pozitiv care să blocheze toate intrările și prin R să nu treacă decît curenții de saturație; în acest caz potențialul ridicat $+ V_{cc}$ al sursei se regăsește în punctul *a*, adică

$$y = x_1 \cdot x_2 \dots x_n \qquad 6.2.28$$

Funcția logică SAU se poate realiza în logica pozitivă cu ajutorul circuitul logic SAU din figura 6.22, *b*. Se vede că sursa de alimentare are o valoare ușor pozitivă sau chiar nulă. La ieșire se obține potențial înalt (de fapt cel aplicat la intrare ușor atenuat prin căderea de tensiune pe dioda considerată), adică

$$y = x_1 + x_2 + x_3 + \dots x_n, \qquad 6.2.29$$

[5] Circuitele logice pot fi realizate și cu alte elemente electronice cum sînt feritele de comutație, diodele tunel, tiristori, dispozitive optoelectronice, dispozitive de comutare cu substanțe amorfe, dispozitive criogenice și altele inclusiv sub formă peliculară sau hibridă.

Scanned with OKEN Scanner

dacă *sau* la una, *sau* la două, *sau* la mai multe, *sau* la toate intrările se aplică potențial pozitiv (starea 1); dacă la nici o intrare nu se aplică nici un potențial (pozitiv), atunci toate diodele sînt blocate și la ieșire se va transmite potențialul zero (sau foarte mic) al sursei, adică se obține starea logică „0".

Cu ajutorul diodelor se pot realiza și circuite logice mai complexe cum sînt circuite SAU-ȘI, SAU-EXCLUSIV, decodificatori etc. Nu se poate obține însă amplificarea semnalelor (ci din contră are loc o atenuare a acestora) și anumite circuite logice cum sînt de exemplu circuitul NU, sau circuite inversoare, care se pot obține ușor cu tranzistori.

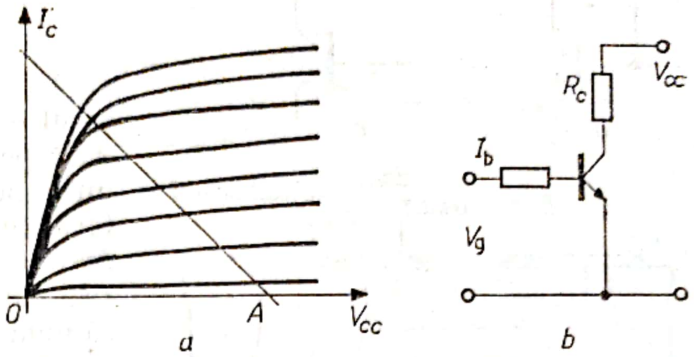


Fig. 6.23

După cum s-a arătat în capitolul 3, tranzistorul prezintă trei regiuni pe ansamblul caracteristicilor curent-tensiune, așa cum se vede din figura 6.23, *a* pentru caracteristicile de ieșire în conexiunea *EC* (fig. 6.23, *b*, v. și fig. 5.11). Dacă o mică tensiune negativă este aplicată bazei tranzistorului (de tip *n-p-n*), atunci curentul I_B este practic nul. Cele două joncțiuni ale tranzistorului sînt astfel polarizate în sens invers, (fig. 6.23, *b*), tranzistorul fiind blocat (regiunea de „**tăiere**" a tranzistorului, fig. 6.23, *a*). Prin tranzistorul blocat va trece un curent

$$I_C = |I_{CB0}|, \qquad 6.2.30$$

adică un curent foarte mic (practic nul), caracteristic unui comutator deschis; tensiunea între colector și emitor va fi practic egală cu tensiunea sursei $+V_{CC}$, deci în stare blocată tranzistorul este caracterizat prin condițiile:

$$V_{BE} \lesssim 0;\ V_{CE} \approx +V_{CC};\ I_C \simeq 0. \qquad 6.2.31$$

Cînd tensiunea dintre emitor și bază devine pozitivă (se aplică un semnal pozitiv) atunci, datorită faptului că prima joncțiune e polarizată direct, apare un curent $I_B \neq 0$, ceea ce conduce la un curent de colector important I_C. Neglijînd în continuare pe I_{CB0}, rezultă că în acest caz

$$I_C = \beta I_B$$

și

$$V_{CE} = V_C - I_C R_C = V_C - \beta I_B R_C. \qquad 6.2.32$$

Condițiile 6.2.32 definesc **zona activă** (fig. 6.23, *a*) cînd tranzistorul lucrează în regim de amplificare analizat în capitolul trei.

Mărind în continuare tensiunea $+V_{BE}$ de la intrare, cînd I_B atinge valori importante, curentul de colector I_C va crește de asemenea mult atingînd o valoare limită, cînd tranzistorul intră în regim de saturație (fig. 6.23, *a*); în acest caz, întrucît rezistența tranzistorului în regim de saturație este neglijabilă, tensiunea de colector-emitor, V_{CE}, este practic egală cu zero ($V_{CE} \approx$

Scanned with OKEN Scanner

≈ 0,1 — 0,2 V). Punctul de funcționare pe dreapta de sarcină va ajunge în C, atingîndu-se astfel **zona de saturație** (fig. 6.23, *a*) caracterizată prin condițiile:

$$I_C = \frac{V_c}{R_C}; \quad V_{CE} \approx 0. \qquad 6.2.33$$

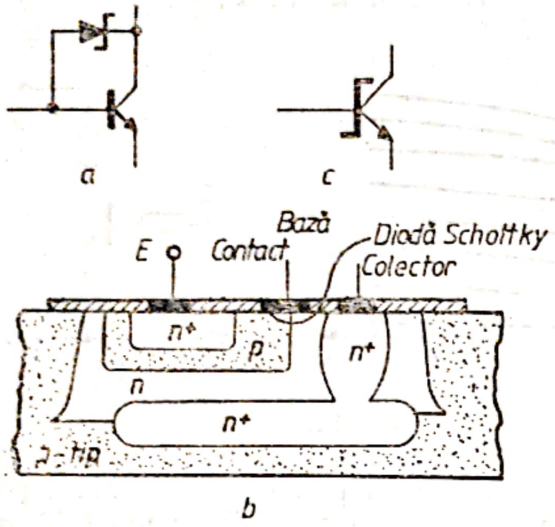


Fig. 6.24

Din cele arătate rezultă că tranzistorul este un comutator foarte eficient dacă pe bază (în montaj *EC*) i se aplică un impuls de curent (tensiune) care să facă trecerea bruscă a tranzistorului din regiunea de tăiere (punctul *A*) pînă în regiunea de saturare (punctul *C*) fără să rămînă în zona activă (fig. 6.23, *a*).

Timpul de comutație a tranzistorului este determinat în principal de timpul de comutație inversă t_i care se impune să fie cît mai mic. Acest timp t_i este condiționat de durata de evacuare a purtătorilor acumulați în regiunea bazei cînd tranzistorul se afla în saturație. După cum s-a arătat, în regim de saturație tensiunea colectorului este foarte mică (0,1 — 0,2 V), fiind insuficientă pentru a prelua cantitatea mare de purtători injectați în bază la nivele mari de injecție. Pentru a se obține o viteză ridicată de comutare este necesar să se evite intrarea în saturație a tranzistorului chiar în cazul unor semnale puternice (impulsuri) aplicate pe bază. Acest lucru se poate face prin fixarea potențialului de colector (la o valoare mai mare de 0,2—0,3 V), cu ajutorul unei diode Schottky, care în același timp prezintă ea însăși timpi mici de comutare (v. § 3.4.5) (fig. 6.24, *a*). Se obțin astfel circuite logice rapide (cu timpi mici de comutare), inclusiv sub formă integrată (v. § 6.3). Realizarea unui tranzistor cu diodă Schottky de fixare a potențialului de colector este tehnologic foarte simplă, pentru aceasta fiind suficient să se extindă contactul metalic (de Al) al bazei parțial peste regiunea colectorului (fig. 6.24, *b*). Un asemenea tranzistor cu diodă Schottky are simbolul din figura 6.24, *c*.

În figura 6.23, *b* este reprezentată schema celui mai simplu circuit logic inversor (funcția logică **NU**) realizată cu un tranzistor. Se alege polarizarea tranzistorului astfel încît în absența unui semnal de bază, tranzistorul să fie blocat, deci în colectorul său tensiunea $V_{CE} = +V_{CC}$ (prin R_C nu trece curent), adică se obține semnal (potențial) înalt la ieșire ($y = 1$). Dacă pe bază se aplică un semnal (impuls) pozitiv, tranzistorul trece în regim de conducție puternică (saturație) și atunci conform relației 6.2.23, la ieșire rezultă $V_{CE} \approx 0$ ($y \approx 0$) adică montajul realizează operația logică de negare.

Dacă pentru circuitul din figura 6.23, *b* se aleg valorile tipice: $R_c = 1$ kΩ; $R_b = 10$ kΩ; $+V_{CC} = 10$ V; $\beta = 100$, stările de blocare și respectiv de saturație (pentru $V_{intr} > 0$) se obțin a fi determinate de

a) $V_i \lesssim 0$; $I_C \simeq 0$; $V_{CE} \approx +V_{CC} = +10$ V („comutator deschis") 6.2.34

b) $V_i > 0$; $V_{CE} \approx 0$; $I_C = \frac{V_{CE}}{R_C} = \frac{10 \text{ V}}{1 \cdot 10^3} = 10$ mA („comutator închis"), 6.2.35

care caracterizează comutatorul închis (tranzistor în conducție).

Scanned with OKEN Scanner

Tensiunea V_i limită (cînd începe să se deschidă tranzistorul se obține din relația (în ipoteza $R_b \gg r_{bb'}$).

$$V_i = I_b R_b = \frac{I_c}{\beta} R_b = \frac{10 \cdot 10^{-3}}{100} \cdot 10 \cdot 10^3 = 1\text{V}. \qquad 6.2.36$$

Caracteristica statică de transfer a circuitului inversor cu tranzistor *n-p-n* este reprezentată în figura 6.25 pe baza relațiilor 6.2.34—6.2.36. Între cele două regiuni (de tăiere și respectiv de saturație) se află regiunea activă caracterizată de relațiile cunoscute:

$$V_2 = V_{cc} - \beta I_b R_c = V_{cc} - \beta V_1 \frac{R_c}{R_b} \qquad 6.2.37$$

$$A_v = \frac{V_{cc}}{V_1} - \beta \frac{R_c}{R_b}.$$

Ca orice circuit amplificator (în montaj *EC*) circuitul NU din figura 6.23, *b* furnizează și un cîștig de putere, el fiind capabil să comande un număr de circuite similare.

Pentru a afla acest număr denumit „**fan-out**" al circuitului, trebuie să se țină seama de valoarea maximă I_c admisă pentru tranzistorul dat (în regim de saturație) și de limitele valorilor de tensiune atribuite variabilelor 0 și 1 (v. mai departe). Rezistența de sarcină echivalentă care urmează să fie conectată (neglijînd rezistențele r_{bc} ale tranzistorilor următori) este dată de

$$R_s = \frac{R}{n},$$

în care R este rezistența de intrare ($R_b = 10$ kΩ) a unui etaj următor, iar n — numărul de etaje. Atribuind un nivel minim de 2,5 V pentru starea logică 1 (la ieșire) se scrie

$$U = R_s I = 2{,}5 \text{ V}. \qquad 6.2.38$$

(În mod normal pentru starea 1 se poate alege orice valoare în plaja de la 2V pînă la 10 V, dar pentru siguranță se ia între 2,5 și 10 V.) Curentul I este dat de

$$I = \frac{V_{cc}}{R_c + R_s} = \frac{V_{cc}}{R_c + \frac{R}{n}}. \qquad 6.2.39$$

Atunci

$$U = R_s \frac{V_{cc}}{R_c + \frac{R}{n}} = \frac{R}{n} \frac{V_{cc}}{\frac{nR_c + R}{n}} = 2{,}5. \qquad 6.2.40$$

Din relația 6.2.4 se obține numărul care exprimă „fan-outul" circuitului

$$n = \frac{R(V_{cc} - U)}{U \cdot R_c} = \frac{7{,}5 \cdot 10 \cdot 10^3}{2{,}5 \cdot 10^3} = 30. \qquad 6.3.41$$

Scanned with OKEN Scanner

Deci inversorul din figura 6.23, *b* poate comanda încă 30 de circuite inversoare identice, înainte ca V_2 (tensiunea de ieșire) să scadă sub 2,5 V.

Analog cu circuitele NU (inversor) se realizează și circuitele **REPETOR**, care repetă semnalul de la intrare (fig. 6.26, *a*). Aceste circuite, care sînt repe-

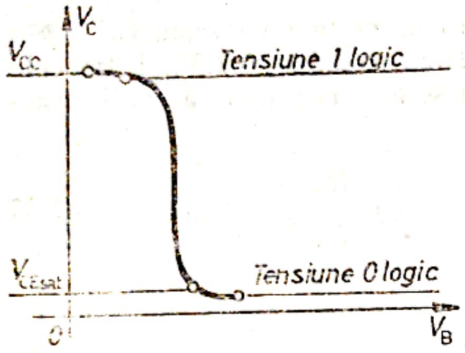


Fig. 6.25

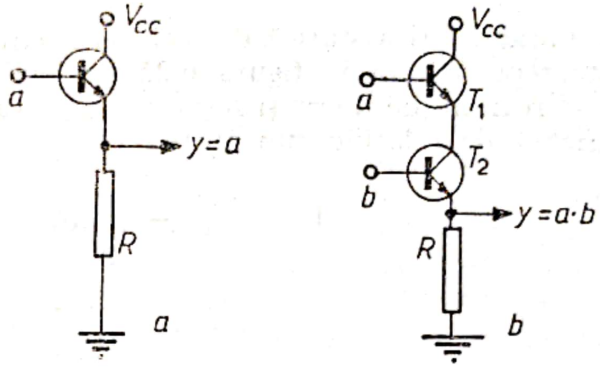


Fig. 6.26

toare pe emitor, prezintă avantajul unei rezistențe mari de intrare și a unei rezistențe mici la ieșire.

Cu tranzistori se pot realiza și celelalte circuite logice ȘI, SAU, ȘI-NU etc. în majoritatea situațiilor obținîndu-se în același timp și o amplificare a semnalelor de la intrare. Astfel circuitele ȘI se pot realiza cu repetoare cuplate în serie, ca în figura 6.26, *b* (pentru două variabile). Din figura 2.26, *b* se vede că se poate obține potențial ridicat la ieșire (valoarea 1), numai dacă la ambii tranzistori se aplică pe baze semnale 1 care să deschidă respectivele dispozitive. Cel mai avantajos este însă să se utilizeze funcția de inversare a tranzistorului în montaj *EC*, de aceea în practică se realizează, în majoritatea cazurilor, circuite **NAND** (fig. 6.27, *a*) sau circuite **NOR** (fig. 6.27, *b*) care se folosesc ca elemente logice universale (de bază) inclusiv în construcția circuitelor logice integrate.

În cazul circuitului din figura 6.27, *a* se vede că diodele de la intrare conduc în mod normal, deci în punctul *X* se obține potențial nul (sau f. mic) insuficient

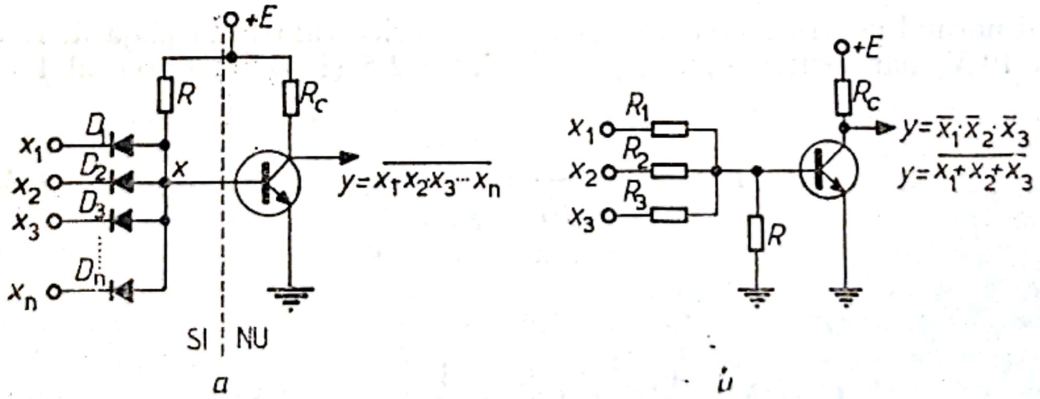


Fig. 6.27

pentru deschiderea tranzistorului *T*; rezultă la ieșire potențial V_{CE} ridicat (valoarea logică 1), pentru lipsa de semnal (deci valori „0") la intrare.

Circuitul va da la ieșire starea logică 0 cînd la toate intrările se aplică semnale pozitive care blochează toate diodele; în punctul *X* se regăsește potențialul pozitiv ridicat ($+V_{cc}$) al sursei de alimentare, care provoacă trecerea

Scanned with OKEN Scanner

tranzistorului în regim de saturație. Circuitul din figura 6.27, *a* este alcătuit de fapt din circuitul ȘI, cu diode, urmat de circuitul inversor cu tranzistor, realizînd funcția logică

$$y = \overline{x_1 \cdot x_2 \ldots x_n}. \qquad 6.2.42$$

În figura 6.27, *b* grupul de rezistențe de la intrare realizează funcția SAU (în logica pozitivă), iar tranzistorul realizează funcția NU rezultînd astfel circuitul SAU-NU (NOR).

La ieșire se obține deci funcția logică SAU-NU, adică

$$y = \overline{x_1 + x_2 + \ldots + x_n}. \qquad 6.2.43$$

Rezistența R dintre bază și masă asigură evacuarea sarcinilor acumulate în bază, adică permite o rapidă desaturare a tranzistorului, la schimbarea polarității semnalului aplicat.

6.3. CIRCUITE LOGICE INTEGRATE COMBINAȚIONALE

Circuitele logice sînt circuite de comutație statică și se mai numesc și porți logice. Inițial denumirea aceasta a fost atribuită circuitului ȘI, caracterizat de tabelul de adevăr din figura 6.28, *a* (v. și fig. 6.15).

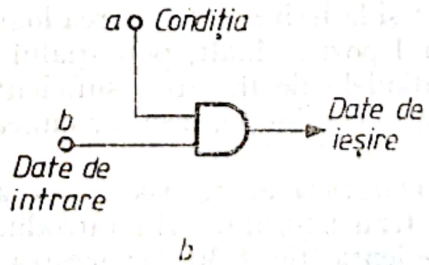
Denumirea de poartă logică este justificată de transferul informației de la o intrare (*b*) condiționat de informația existentă la cealaltă intrare (fig. 6.28, *b*). Din tabelul de adevăr (fig. 6.28, *a*) reiese că informația prezentă la o intrare este lăsată să treacă la ieșire numai dacă este îndeplinită condiția de transfer de la cealaltă intrare:

$$y = a \cdot b = \begin{cases} 0 \text{ dacă } a = 0, \text{ (poartă „închisă“)} \\ b \text{ dacă } a = 1, \text{ (poartă „deschisă“).} \end{cases} \qquad 6.3.1$$

Datorită variațiilor produse de toleranțele surselor de alimentare și componentelor (mai ales în construcție integrată), semnalele 0 și 1 nu apar ca niște nivele discrete de tensiune (sau curent), ci ca niște domenii („benzi“) de ten-

a	b	a·b
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

a



b

Fig. 6.28

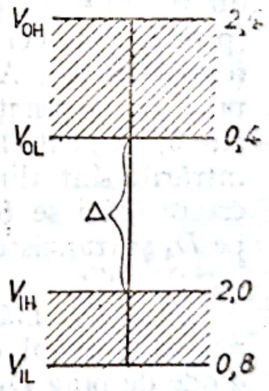


Fig. 6.29

siune așa cum se vede din figura 6.2.9. Pentru buna funcționare a circuitelor logice și a circuitelor de comutație în general, este necesar să se realizeze condițiile în care cele două stări de tensiune să poată fi distinse ușor; aceasta se realizează cu atît mai bine cu cît intervalul de tensiune Δ (fig. 6.29) dintre cele două stări (permise), numit uneori și *„rezervă de tensiune“* este mai mare.

Scanned with OKEN Scanner

Rezerva de tensiune a unui circuit logic se definește astfel ca fiind diferența dintre tensiunea maximă corespunzătoare stării „0" și tensiunea minimă corespunzătoare stării logice „1".

Circuitele logice integrate au la bază structura circuitelor logice realizate cu componente discrete [7, 8]. Circuitele *RTL* au fost primele tipuri de porți realizate sub formă integrată, dar erau neeconomice, din cauza suprafețelor

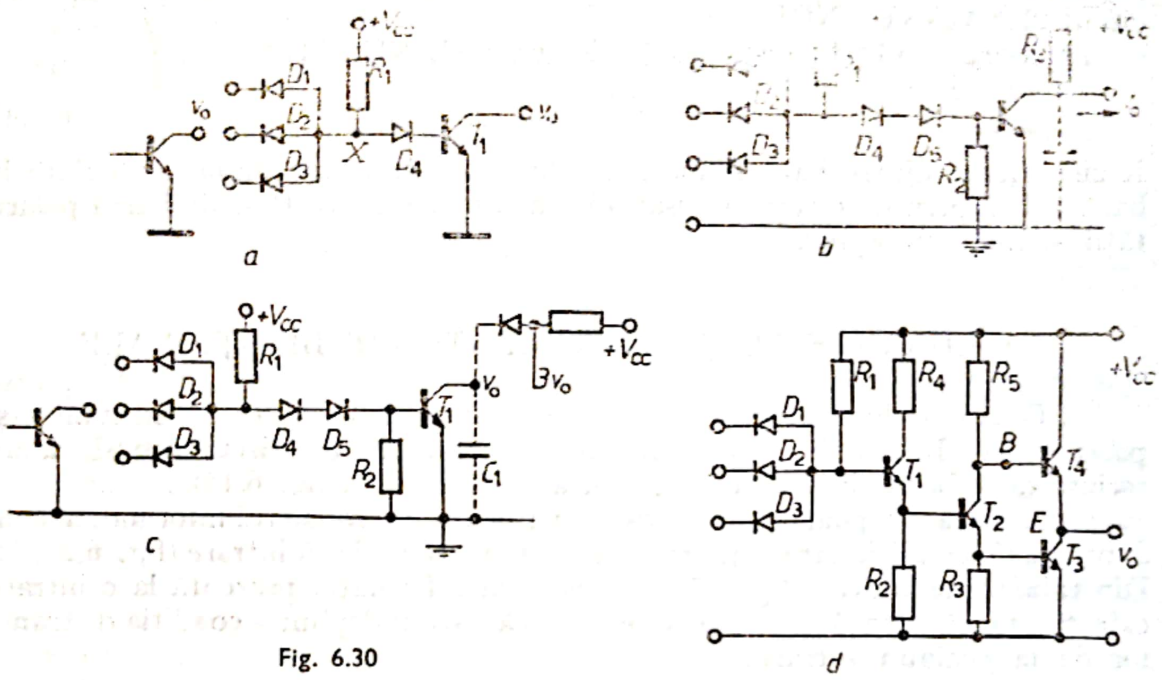


Fig. 6.30

mari ocupate de rezistențe pe cipul semiconductor. O mai mare răspîndire au căpătat-o circuitele integrate *DTL* (Diode-Tranzistor Logic — circuit logic realizat cu diode și tranzistori). Configurația celei mai simple porți *DTL* realizată în formă integrată (fig. 6.30, *a*) este practic aceeași cu cea realizată cu piese discrete (ca în fig. 6.27 *a*). Astfel dacă toate intrările circuitului NAND din figura 6.30, *a* sînt în stare logică 0, diodele $D_1 - D_3$ vor fi polarizate direct (prin R_1) și deci punctul X va avea un potențial scăzut, de aproximativ 0,7 V (diode cu Si). Acest potențial nu este suficient pentru a deschide dioda de prag D_4 și joncțiunea bază-emitor a tranzistorului T_1, care necesită fiecare cîte 0,7 V; astfel T_1 rămîne blocat și la ieșire apare starea logică 1. Dacă toate intrările sînt alimentate cu semnul pozitiv înalt, potențialul în punctul X va crește (căci se blochează toate diodele de intrare), suficient ca să deschidă pe D_4 și tranzistorul T_1 care intră în conducție, deci tensiunea $V_{CE} \approx 0$ (stare logică „0").

Pentru a mări și mai mult *marginea de zgomot* (rezerva de tensiune), se mărește pragul de deschidere a tranzistorului prin introducerea încă a unei diode de prag D_5 în serie cu precedenta (fig. 6.30, *b*); acestea se numesc diode de fixare (a pragului) sau de transpoziție, de data aceasta fiind nevoie de o tensiune de 2,1 V care, aplicată în punctul X, să ducă la deschiderea tranzistorului. Rezistența R_2 asigură polarizarea diodelor serie D_4 și D_5 și în același timp rezolvă și problema desaturării lui T_1, sarcina acumulată în bază eliminîndu-se prin această rezistență. Pentru definirea mai clară a tensiunii V_0 (de ieșire), corespunzătoare stării logice 1 se introduce rezistența R_3 (fig. 6.30 *b*, *c*) care, în același timp, reduce saturarea lui T_1.

Amplificarea și saturarea tranzistorului T_1 se îmbunătățesc și în același timp crește și fan-outul circuitului, dacă diodele de prag D_4 și D_5 se înlocuiesc, una sau amîndouă cu tranzistori (fig.6.30,*d*). De asemenea, pentru a mări curentul debitat, deci fan-outul circuitului, se introduce un etaj final de amplificare, simplu sau în contratimp (fig. 6.30,*d*) comandat de repetorul T_1 și inversorul T_2.

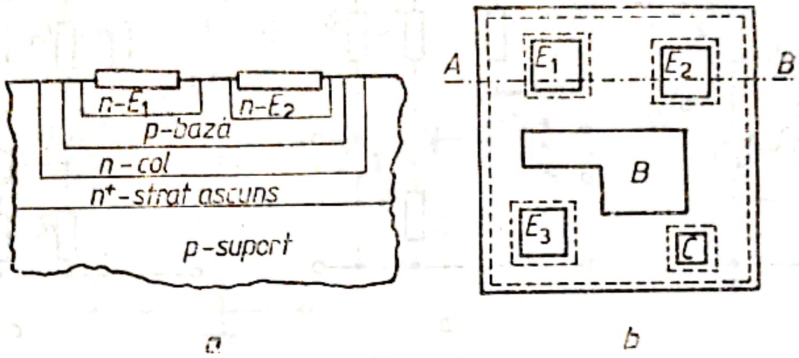


Fig. 6.31

Prin înlocuirea diodelor de la intrare, care ocupau un volum mare în circuitul integrat (fiecare trebuind să fie izolată, eventual cu strat de SiO_2), cu un tranzistor multiemitor rezultă un circuit integrat TTL (Tranzistor-Tranzistor-Logic) (fig.6.32,*a*).

Realizarea integrată a tranzistorului multiemitor, dispozitiv tipic întîlnit în construcția circuitelor integrate, este tehnologic avantajoasă, fiind creat o dată cu ceilalți tranzistori ai circuitului; evident că, în acest caz, ei vor poseda caracteristici identice, deosebirile apărînd numai în regiunea emitorului și fiind numai de natură constructivă. Ca și ceilalți tranzistori cu care coexistă în schemă, tranzistorii multiemitor vor avea aceeași distribuție a impurităților în emitor, bază și colector, aceleași capacități de barieră etc.[6]. În figura 6.31,*a*,*b* sînt reprezentate secțiunea printr-un tranzistor multiemitor și vederea de sus asupra acesteia (schematic); se vede că într-o singură regiune izolată de tip *n* care constituie regiunea colectorului, crescută epitaxial pe un suport de tip *p*, se difuzează regiunea bazei, iar în aceasta din urmă sînt difuzate regiunile de emitor.

Ca și în cazul unui tranzistor bipolar obișnuit la care

$$I_e = I_b + I_c, \qquad 6.3.2$$

în cazul unui tranzistor multiemitor se poate scrie

$$\sum_1^m {}_j I_{ej} = I_b + I_c, \quad (j = 1, 2, 3 \ldots m), \qquad 6.3.3$$

unde I_{ej} reprezintă curentul emitorului j. Dacă toate cele m structuri de emitor sînt absolut identice atunci din 6.3.3 rezultă

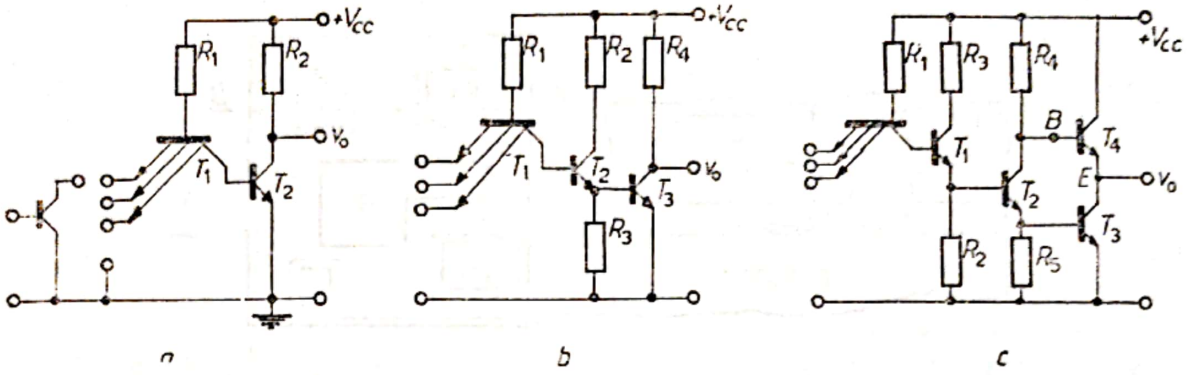
$$mI_{ej} = I_b + I_c. \qquad 6.3.4$$

[6] În construcția circuitelor integrate numerice se folosesc de asemenea și tranzistori (integrați) multicolector (v. § 7.4).

Scanned with OKEN Scanner

Funcționarea circuitului logic din figura 6.32,*a* este analoagă cu cea a circuitului DTL analizat mai înainte, în care fiecare diodă bază-emitor (din tranzistorul multiemitor) servește ca diodă de intrare, iar dioda bază-colector funcționează ca diodă serie (de transpoziție).

Pentru a obține amplificare (deci un fan-out mai bun) în circuitul simplificat din figura 6.32, *a* se introduce un etaj amplificator cu tranzistorul



a *b* *c*

Fig. 6.32

T_2 (fig.6.32,*b*). Curentul absorbit de T_3 este furnizat de T_2 care lucrează în regim saturat. Desaturarea lui T_2 este asigurată de tranzistorul multiemitor T_1, iar desaturarea lui T_3 de rezistența R_3.

Prin introducerea unui tranzistor T_4 în colectorul tranzistorului T_3, se obține un circuit TTL care funcționează în contratimp (fig.6.32,*c*) deci are un fan-out mai mare (pînă la 10). Să observăm că în această configurație, cînd T_2 este saturat, acesta va deschide și pe T_3 la saturație. Tensiunea în punctul B este dată de

$$V_B = V_{CE}(T_2^{sat}) + V_{BE}(T_3^{sat}). \qquad 6.3.5$$

Tensiunea în punctul E este dată de

$$V_B = V_{CE}(T_3^{sat}). \qquad 6.3.6$$

Diferența de potențial între cele două puncte rezultă a fi

$$V_B - V_E = V_{CE}(T_2^{sat}) + V_{BE}(T_3^{sat}) - V_{CE}(T_3^{sat}) = V_{BE}(T_3^{sat}) = 0{,}7\ \text{V}. \qquad 6.3.7$$

Această tensiune este suficientă pentru a deschide joncțiunea bază-emitor a tranzistorului T_4 care intră în conducție ca și T_3 (care se află la saturație) deci etajul nu va lucra corect în regim de contratimp (v. și capitolul 5 !). O funcționare corectă în contratimp impune introducerea unui decalaj de tensiune mult mai mare între punctele B și E (fig.6.32,*c*). Diferite firme constructoare de circuite integrate au adoptat în acest scop diferite soluții ca:

— o diodă în serie cu baza (în punctul B): seria Sylvania, SUHL I;

— o rezistență în serie cu emitorul: seria Signetics TTL400;

— o diodă în serie cu emitorul: seria SN5400/7400 (Texas Instruments) și I.P.R.S. Băneasa;

— tranzistorul T_4 înlocuit cu o configurație Darlington (astfel necesitînd o tensiune de $2 \times 0{,}7$ V pentru deschiderea celor doi tranzistori): seria SN 5400/7400 (T.I) și I.P.R.S. Băneasa.

Adoptînd soluția cu diodă D în emitorul lui T_4 rezultă configurația circuitului logic TTL standard care se fabrică și la noi în țară (circuitul

Scanned with OKEN Scanner

CDB—410E, I.P.R.S,-Băneasa) (fig. 6.33,*a*) (similară cu SN 5400/7400 T.I.). În timp ce T_3 lucrează la saturație, tranzistorul T_4 va fi blocat deoarece pentru deschiderea sa ar fi nevoie ca între punctele *1* și *2* să existe o tensiune de cca 1,4 V suficientă să deschidă dioda *D* și dioda bază-emitor a lui T_4, ori tensiunea existentă este — după cum s-a arătat — doar de 0,7 V.

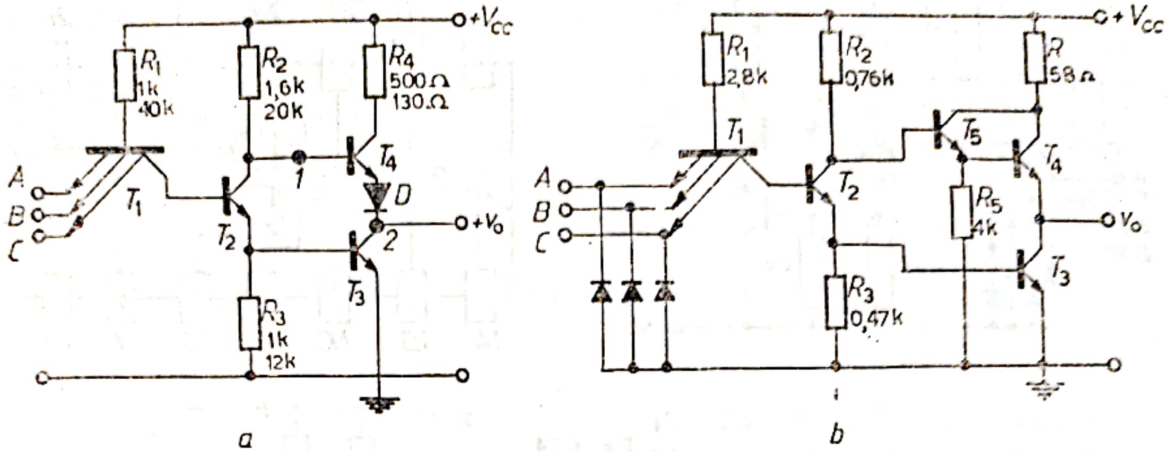


Fig. 6.33

Pe lîngă noțiunea de fan-out, care exprimă numărul de porți pe care le poate comanda simultan o poartă logică, circuitele logice mai pot fi caracterizate și prin **fan-in** care exprimă numărul de intrări diferite ce pot fi aplicate simultan unei porți. Alți parametri care caracterizează porțile logice sînt:

— **Viteza de comutare**, condiționată de întîrzierea de propagare a semnalului aplicat la intrare, adică de timpul necesar pentru ca ieșirea să-și schimbe starea după aplicarea semnalului la intrare.

— **Puterea disipată pe poartă** (cînd aceasta rămîne într-una din cele două stări logice 0 sau 1).

— **Nivelele de tensiune limită**, adică tensiunea 1 logică minimă și tensiunea 0 logică maximă (v. mai departe).

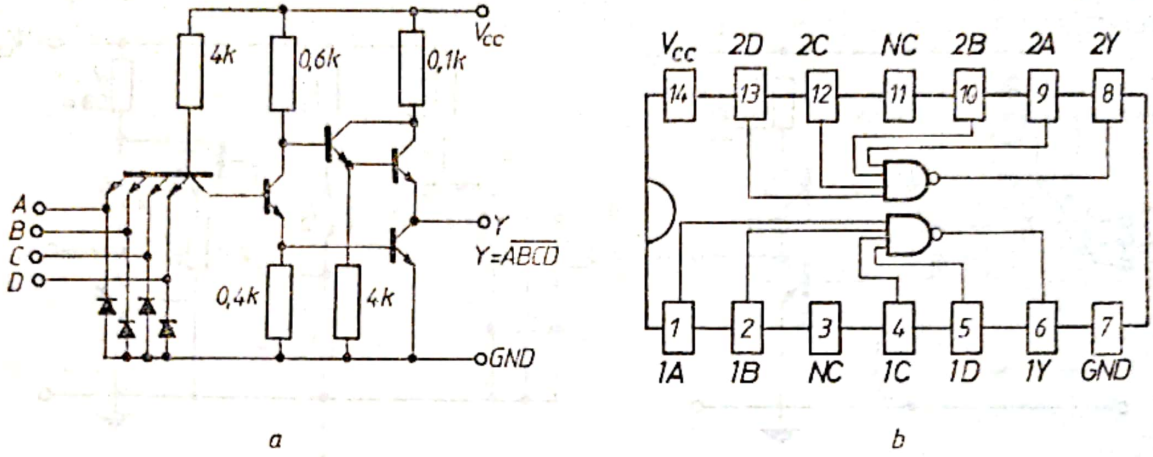
— **Tensiunea de prag**, adică tensiunea de intrare pentru care ieșirea trece dintr-o stare logică în cealaltă.

— **Marginea de zgomot**, care reprezintă diferența dintre tensiunea logică de intrare și tensiunea de prag.

Pentru a putea avea un fan-out ridicat, iar impulsurile aplicate la intrarea circuitului să sufere o amortizare cît mai mică se folosesc circuite TTL rapide (fig.6.33,*b*) a căror configurație este similară cu cea a porților TTL standard. Valorile rezistențelor sînt însă mult mai mici și fiecare intrare a tranzistorului multiemitor mai conține o diodă de limitare a semnalului, pentru a micșora efectele liniei de transmisie, efecte care devin cu atît mai importante cu cît fronturile impulsurilor sînt mai abrupte. Etajul de ieșire conține perechea de tranzistori T_3 și T_4 în montaj Darlington, care asigură o viteză medie de comutare de cca 6 ns pe poartă, mai mare decît la porțile standard și în același timp o amplificare mare. Un asemenea tip de circuit integrat TTL, este circuitul integrat CDB 440 E produs de I.P.R.S.-Băneasa, care conține două porți NAND de tipul celei din figura

Scanned with OKEN Scanner

6.33,*b* dar cu cîte patru intrări și cu valori ceva mai mari ale rezistențelor (pentru micșorarea curentului deci a puterii disipate, fig.6.34,*a*); în figura 6.34, *b* este reprezentată configurația terminalelor (pinilor) circuitului considerat, incapsulat în capsulă de plastic (tip TO—116) cu 14 pini.



a *b*

Fig. 6.34

În figura 6.35,*a* se reprezintă schema electrică a circuitului CDB—400E (I.P.R.S.) care este un circuit NAND cu două intrări (TTL standard cu diode de limitare la intrare, v.fig.6.33,*a*), iar în figura 6.35,*b* se arată configurația terminalelor; se observă că în capsulă se află un număr de patru porți logice NAND de tipul celei din figura 6.35,*a*. Dacă numărul intrărilor se reduce la una singură, cum este cazul pentru circuitul integrat CDB—404E (I.P.R.S) se obține circuitul inversor (fig. 6.36,*a*); capsula CDB—404E (fig.6.36,*b*) conține un număr de șase inversoare de tipul celui reprezentat în figura 6.36,*a*.

Circuitele integrate TTL cu diode Schottky se caracterizează prin cea mai mare viteză de comutare dintre circuitele TTL datorită prevenirii intrării în saturație a tranzistorilor, utilizînd în acest scop tranzistori cu diodă Schottky între bază și colector (v.fig.6.24). În figura 6.37 este reprezentată schema electrică a unui circuit TTL Texax Instruments seria SN 54S/74S cu diode Schottky.

Caracteristica de transfer (de tensiune) pentru porți SI-NU tip TTL 54/74 Texax Instruments și respectiv I.P.R.S.-Băneasa, este reprezentată în figura 6.38. Nivelele logice de intrare și de ieșire pentru seriile TTL — — I.P.R.S.-Băneasa (și ale seriei SN 54/74 T.I) sînt definite ca mai jos, în acord cu rezerva de tensiune caracteristică acestei familii de circuite integrate logice și anume:

V_{IL}, ($V_{imput-low}$) — este nivelul de tensiune necesar pentru a avea 0 logic (sau *low* — jos) la o intrare; valoarea maximă garantată este de 0,8 V (fig.6.38).

V_{IH}, ($V_{input-high}$) — este nivelul de tensiune necesar pentru a avea 1 logic (high — înalt) la intrare; valoarea minimă garantată este de 2 V.

V_{OL}, ($V_{output-low}$) — este nivelul de tensiune de la ieșire în stare 0 logic; valoarea maximă garantată este de 0,4 V (fig.6.38).

V_{OH}, ($V_{output-high}$) — este nivelul de tensiune de la o ieșire în starea 1 logic; valoarea minimă garantată este de 2,4 V.

V_T — reprezintă tensiunea de prag la care tensiunile de intrare și de ieșire sînt egale.

Scanned with OKEN Scanner

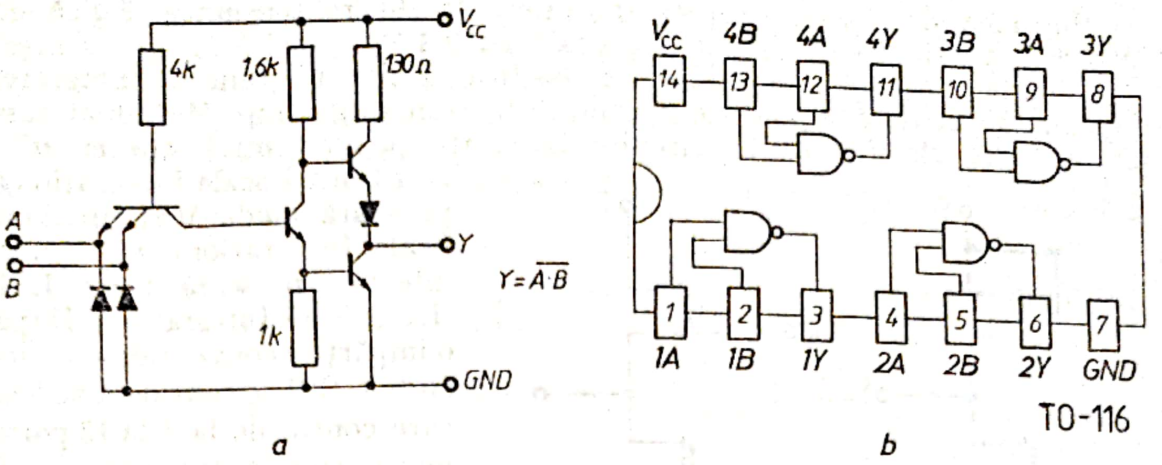


Fig. 6.35

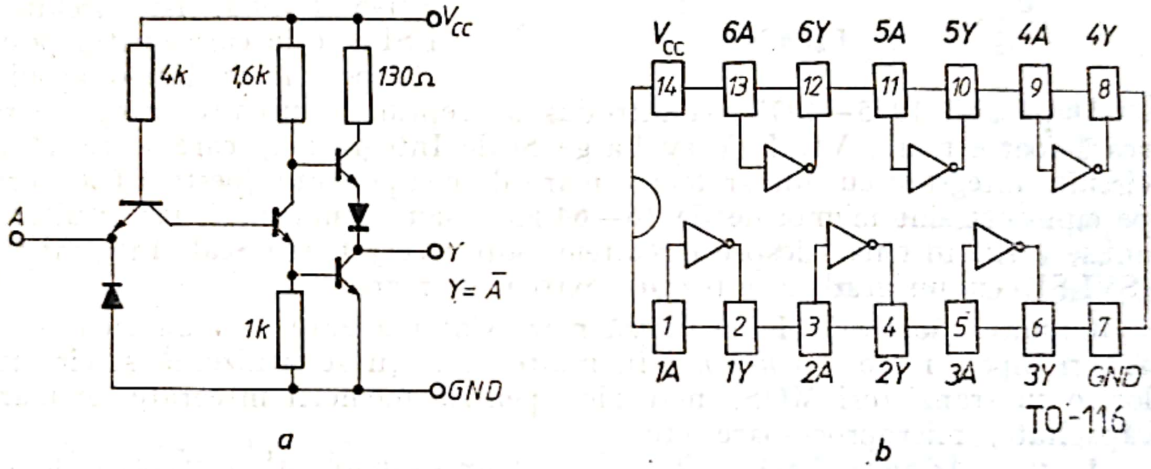


Fig. 6.36

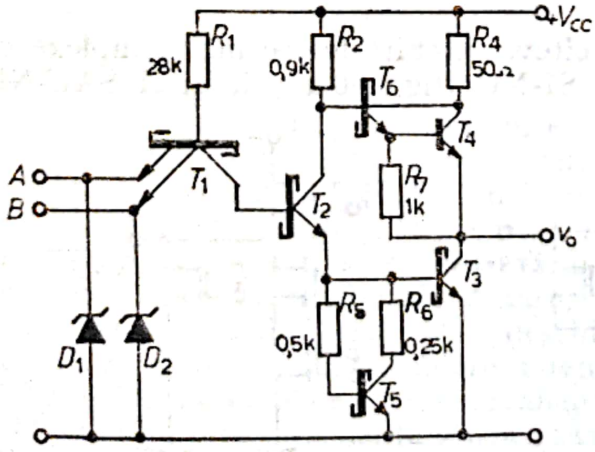


Fig. 6.37

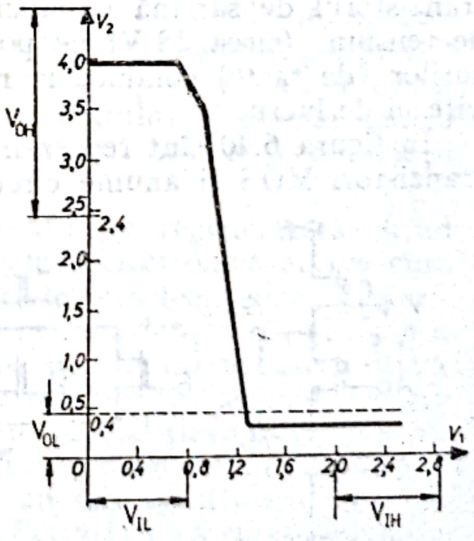


Fig. 6.38

Scanned with OKEN Scanner

Marginea de zgomot, reprezintă diferența dintre tensiunea logică de intrare și tensiunea de prag (fiind egală cu 0,4 V).

Circuitele integrate logice se pot clasifica în diferite grade de integrare, după numărul de componente conținute într-un singur cip. Mult mai răspîndită este clasificarea în circuite integrate pe scară mică sau circuite SSI (Small Scale Integration), pe scară medie MSI (Medium Scale Integration) și circuite integrate pe scară mare LSI (Large Scale Integration). După o împărțire convențională, circuitele SSI se consideră acelea care conțin de la 1 la 12 porți logice simple (ca aceea din fig. 6.32,*a*) într-o capsulă, circuitele MSI — cele care conțin între 12 și 100 porți logice într-o capsulă, iar circuitele LSI — cele care conțin peste 100 porți logice într-o capsulă.

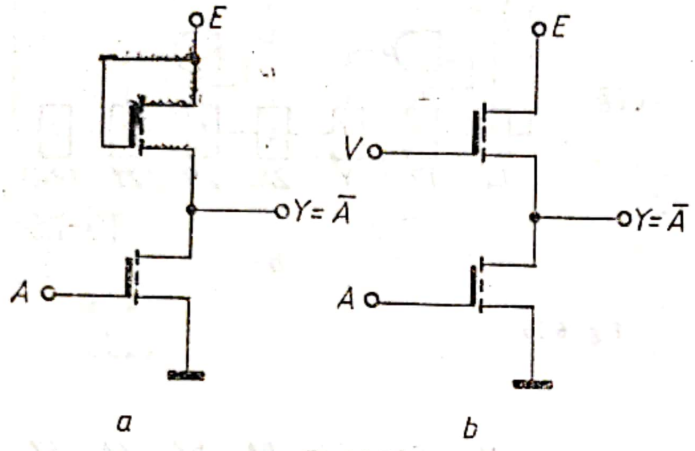


Fig. 6.39

După anii 1975—1977 s-a introdus conceptul de circuite integrate pe scară foarte mare, VLSI (Very Large Scale Integration) care se referă la circuite integrate cu număr foarte mare de componente (peste 1 000 porți pe cip) cum sînt memoriile de 16—64 Kbit sau și mai mari, iar în ultimii ani se vorbește chiar despre circuitele Super Very Large Scale Integration, (SVLSI) cu un grad de integrare extrem de mare.

Circuitele logice TTL de viteză mare sînt realizate de regulă cu tranzistori bipolari (de tip *n-p-n*). În multe aplicații se utilizează și circuite logice cu tranzistori MOS, mai ales pentru memorii integrate de mare capacitate, microprocesoare etc.

În figura 6.39 *a,b* sînt reprezentate două variante de realizare a circuitului logic NU (inversorul) cu tranzistori MOS (reprezentați prin simbolul simplificat universal acceptat, v. și Anexa 3). Diferența constă în modul de comandă (polarizare) a tranzistorului rezistor, în cel de-al doilea caz tranzistorul de sarcină deschizîndu-se în momentul aplicării unui impuls de tensiune (circa 28 V) pe poartă (fig.6.39,*b*); această tehnică (a impulsurilor "de tact") conduce la micșorarea puterii consumate și la mărirea vitezei de lucru.

În figura 6.40 sînt reprezentate cîteva circuite logice mai complexe cu tranzistori MOS și anume circuitul SI-NU (fig.6.40,*a*) circuitul SAU-NU

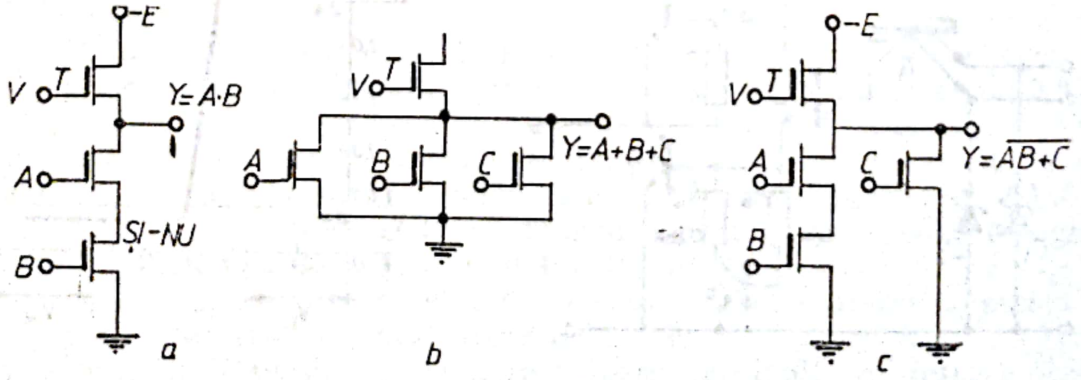


Fig. 6.40

(fig.6.40,*b*) şi respectiv un circuit SI-SAU-NU (fig.6.40,*c*) realizate în logica negativă (canal de tip *p*, pe suport de tip *n* fapt ce se constată după semnul negativ al tensiunii de alimentare). În mod similar se realizează şi structurile *n*-MOS (adică MOS cu canal *n*), sau circuite CMOS (complementar MOS) adică prin folosirea concomitentă atît a tranzistorilor *p*-MOS, cît şi a tranzistorilor *n*-MOS (fig.6.41*a*,*b*,*c*). Cele mai utilizate sînt circuitele

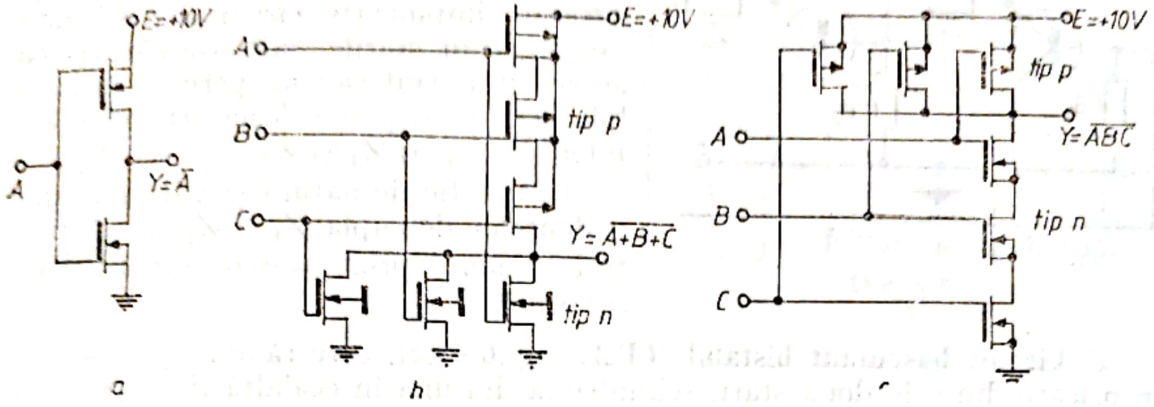


Fig. 6.41

n-MOS datorită consumului mai redus şi a suprafeţei mici ocupate pe cip, ceea ce permite realizarea unor circuite LSI (sau chiar VLSI). Deşi apar a fi mai complicate, structurile CMOS se folosesc de asemenea foarte mult datorită consumului lor mult mai mic decît al altor categorii de circuite (v. la ceasuri electronice, memorii LSI etc.).

6.4. CIRCUITE INTEGRATE LOGICE SECVENŢIALE

6.4.1. CIRCUITE DE COMUTAŢIE REGENERATIVE (CIRCUITE BASCULANTE)

După cum s-a menţionat în paragraful 6.2.2 circuitele logice secvenţiale reprezintă acele circuite la care variabila de ieşire depinde atît de combinaţia valorilor variabilelor de la intrare, cît şi de stările intermediare interne, sau de stările de memorie ale circuitului. Cele mai simple circuite logice secvenţiale sînt circuitele basculante bistabile şi combinaţii ale acestora.

Circuitele basculante sînt circuite de comutaţie regenerativă, fiind realizate cu doi tranzistori (sau cu alte elemente electronice active cum sînt tuburile electronice, diode tunel, dispozitive optoelectronice, dispozitive supraconductoare etc.), cuplaţi între ei prin impedanţele Z_1 şi Z_2 şi o buclă de reacţie pozitivă supraunitară (fig.6.42). O perturbare iniţială chiar conectarea bateriei de alimentare, poate produce un semnal negativ la baza tranzistorului T_1 (su T_2) — deschizîndu-l parţial (tranzistori *p*-*n*-*p*). Aceasta va produce deci o scădere a tensiunii negative de la colectorul tranzistorului T_1 ceea ce este echivalentă cu un salt pozitiv de tensiune ce se transmite prin impedanţa Z_1 la baza lui T_2; astfel tensiunea pe baza lui T_2 devine tot mai pozitivă ceea ce conduce la o tendinţă de tăiere a acestui tranzistor. Ca urmare, apare o reducere a curentului I_c, şi colec-

torul lui T_2 devine tot mai negativ (crește tensiunea — V_{CE} ca urmare a blocării tranzistorului!). Această tensiune negativă se transmite prin Z_2 la baza lui T_1, care se deschide și mai mult ș.a.m.d. Astfel circuitul este adus repede în starea în care T_1 este complet deschis și T_2 complet închis. Natura regenerativă a circuitului (reacție pozitivă mai mare decît unitatea) este evident aceea care produce condițiile necesare împingerii circuitului în una sau alta din stările sale stabile. Dacă aceste stări sînt sau nu permanent stabile aceasta depinde de natura impedanțelor de cuplaj Z_1 și Z_2.

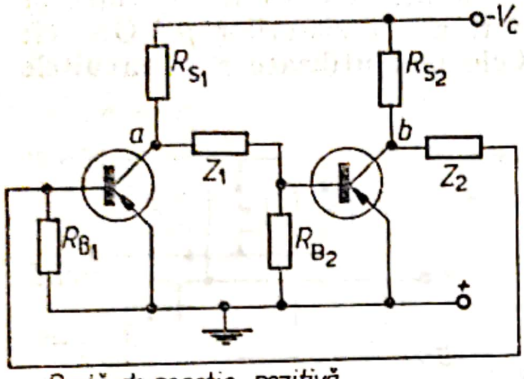


Fig. 6.42

În funcție de natura și valoarea impedanțelor de cuplaj Z_1 și Z_2 se disting trei variante principale de circuite basculante.

1) **Circuit basculant bistabil (CBB)**, (fig.6.43,*a*), care rămîne permanent în oricare din cele două stări, schimbarea din una în cealaltă fiind posibilă numai sub acțiunea unui semnal (impuls) extern. Se observă că impedanțele de cuplaj sînt rezistențe, iar uneori se folosesc și niște condensatori în paralel (condensatori de accelerare).

2) **Circuit basculant monostabil (CBM)**, care are o stare permanent stabilă și una cvasistabilă. Dacă circuitul a fost adus în starea cvasistabilă printr-un semnal extern, el revine în starea permanent stabilă după un timp predeterminat de constanta $\tau = RC_1$ a circuitului (fig.6.43,*b*); se

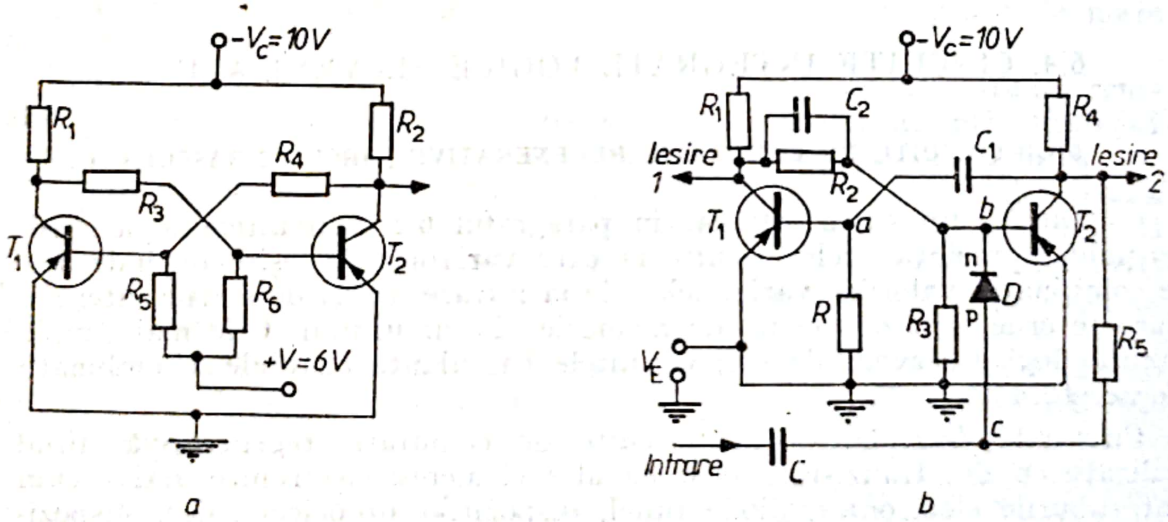


Fig. 6.43

vede din figura 6.43,*b*, că una din impedanțele de cuplaj este pur capacitivă, iar cealaltă este rezistivă (eventual cu un condensator de accelerare în paralel).

3) **Circuit basculant astabil (CBA)** sau **multivibrator**, la care nici una din cele două stări nu este permanent stabilă, el continuînd să le schimbe într-un anumit ritm (fig.6.44,*a*,*b*). Se vede din figura 6.44,*a* că cele două

Scanned with OKEN Scanner

impedanțe de cuplaj sînt pur capacitive. În figura 6.44,*b* se poate constata modul de variație a tensiunii în colectorii celor doi tranzistori, tensiunea fiind ridicată (—10 V) cînd tranzistorii sînt blocați și aproape nulă, cînd

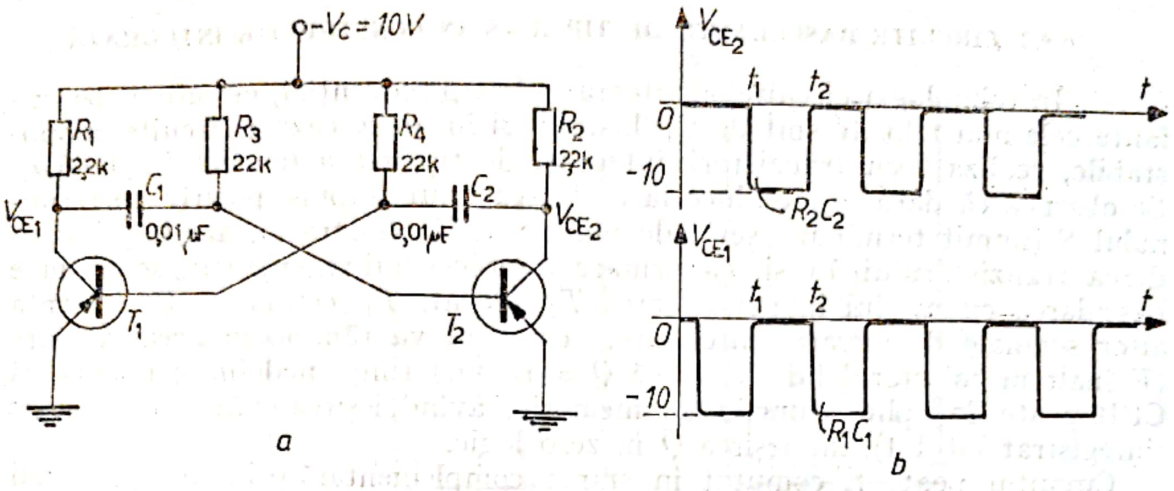


Fig. 6.44

respectivul tranzistor e în conducție; rezultă astfel un „tren" de impulsuri dreptunghiulare la ieșirea fiecărui tranzistor (dar care se află în antifază) ceea ce sugerează utilizarea circuitului basculant astabil pentru generarea impulsurilor dreptunghiulare.

Impulsuri dreptunghiulare pot fi obținute și la ieșirile (colectorii T_1 sau T_2) unui CBB, dacă acesta este comandat cu impulsuri scurte la intrare (fig.6.45,*a*,*b*). Presupunînd că T_1 este blocat (și atunci obligatoriu T_2 conduce), dioda D_1 va fi polarizată direct (cu circa —10 V) și impulsul pozitiv de comandă este condus de grupul R_1C_1 la baza tranzistorului T_2 conducînd în final la blocarea acestuia și la deschiderea — în urma procesului regenerativ care are loc — a tranzistorului T_1; următorul impuls va fi dirijat de data aceasta prin D_2 care este polarizată direct (avînd —10 V pe ca-

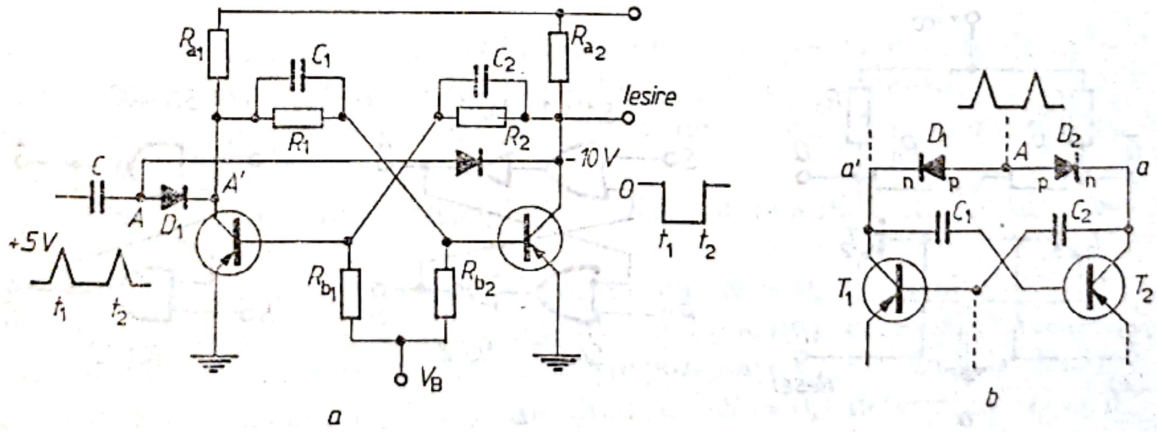


Fig. 6.45

todul său datorită tensiunii negative ridicate din colectorul tranzistorului T_2 care e blocat), către baza lui T_1 ducînd la blocarea acestuia și deschiderea lui T_2. Se vede că două impulsuri sînt necesare pentru a face circuitul să parcurgă un ciclu complet de comutare, proprietate care face

Scanned with OKEN Scanner

circuitul bistabil extrem de util pentru divizarea frecvenței și numărarea impulsurilor, proprietate larg folosită în aparatura numerică de calcul, în aparatele de măsurare numerice, în automatizări etc.

6.4.2. CIRCUITE BASCULANTE DE TIP R–S ÎN CONSTRUCȚIE INTEGRATĂ

În tehnologia circuitelor integrate de tip secvențial, circuitele basculante cele mai folosite sînt de tip bistabil și în unele cazuri circuite monostabile, realizate cu tranzistori integrați de tip *n-p-n* (cu Si) (fig.6.46,*a*). Se observă că dacă T_2 conduce la aplicarea unui impuls pozitiv pe terminalul S (numit terminal „set", de punere, de înregistrare), are loc deschiderea tranzistorului T_1 și, ca urmare a procesului regenerativ, se produce bascularea circuitului în noua stare: T_2 blocat, T_1 conduce. În absența altor semnale de intrare ulterioare, circuitul va rămîne în această stare (V înalt în colectorul lui T_2, adică $Q = 1$) un timp nedefinit; rezultă că CBB poate îndeplini **funcția de memorie**, avînd ieșirea Q în starea 1 logic (înregistrat bitul 1), iar ieșirea $\bar{Q}$ în zero logic.

Circuitul poate fi comutat în starea complementară prin aplicarea unui semnal pozitiv pe terminalul R („Reset" — ștergere), ajungîndu-se în situația cînd Q devine 0 logic, iar T_1 este blocat ($\bar{Q} = 1$). Acest tip fundamental al circuitului bistabil se numește bistabil *R-S*.

CBB de tip *R-S* poate fi considerat ca fiind format din două porți NOR, sau NAND, cuplate intersectat ca în figura 6.46,*b* și *c*. Operațiile logice pe care le poate efectua un bistabil pot fi exprimate prin relațiile

$$Q = Q\bar{R} + S\bar{R} \qquad 6.4.1$$

$$\bar{Q} = \bar{Q}\bar{S} + R\bar{S}. \qquad 6.4.2$$

Se vede că într-adevăr, pentru $S = 1$ (deci obligatoriu $R = 0$), se obține

$$Q = Q\bar{0} + S\bar{0} = Q \cdot 1 + 1 \cdot 1 = Q + 1 = Q \qquad 6.4.3$$

$$\bar{Q} = \bar{Q}\bar{1} + R\bar{1} = 0 + 0 = 0. \qquad 6.4.4$$

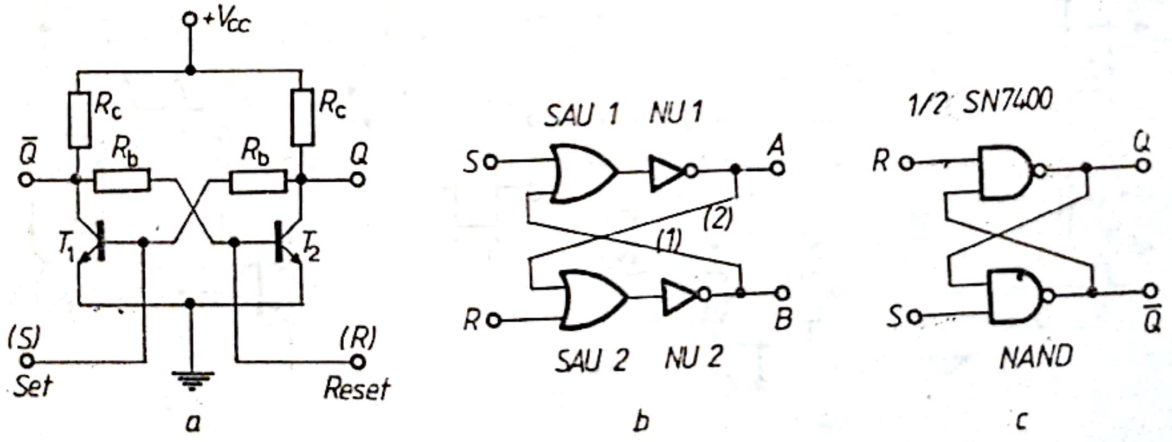


Fig. 6.46

Urmărind schema din figura 6.46,*b* se vede că pentru un impuls pozitiv aplicat la S (deci $S=1$), T_2 se blochează și la ieșirea Q (sau B) se obține potențial înalt, adică 1. Pe circuitul de reacție (1), valoarea 1 se transmite la $(SAU\text{-}NU)_1$ la ieșirea $\bar{Q}$ (sau A) rezultînd $\bar{1}=0$. Dacă la R se aplică semnal pozitiv (adică $R=1$),

Scanned with OKEN Scanner

atunci la ieșirea lui NOR_2 starea 1 va fi schimbată cu 0 și la ieșirea $\bar{Q}$ rezultă 1, în conformitate cu tabelul de adevăr al bistabilului (v. fig. 6.47, *a*).

La analiza funcționării bistabilului *R-S* trebuie să se țină seama de faptul că în momentul aplicării semnalelor bistabilul poate să se afle într-o anumită

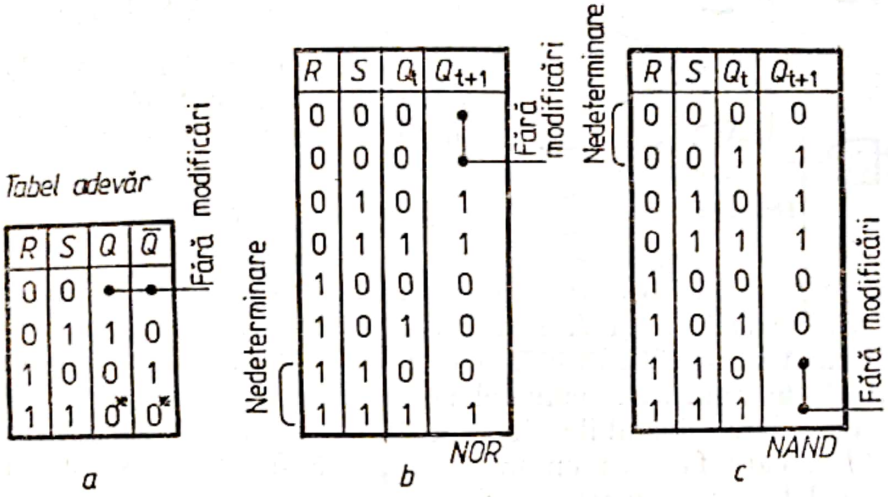


Fig. 6.47

stare, deci trebuie să se ia în considerație toate combinațiile posibile (pentru ieșirea activă Q), exprimate prin tabelul de adevăr completat din figura 6.47,*b*. Acest tabel determină următoarele ecuații logice pentru circuitul considerat:

$$Q_{t+1} = S + \bar{R}Q_t \qquad 6.4.5$$

$$\bar{Q}_{t+1} = R + \bar{S}Q_t, \qquad 6.4.6$$

cu condiția

$$RS = 0. \qquad 6.4.7$$

Prin Q_t s-a notat starea ieșirii Q la momentul t, respectiv înainte de aplicarea comenzii, iar prin Q_{t+1} starea ieșirii după aplicarea comenzii.

Conform ecuațiilor 6.4.5 — 6.4.7 și tabelului de adevăr din figura 6.47,*b*, rezultă următoarele:

a) aplicarea semnalului 0 la ambele intrări nu modifică starea bistabilului (v.tabel de adevăr);

b) aplicarea semnalului $S = 1$ simultan cu $R = 0$, determină $Q = 1$, independent de starea bistabilului înainte de aplicarea comenzii. Această trecere a bistabilului în starea $Q=1$ se numește poziționare („set" în l. engleză);

c) aplicarea semnalului $R = 1$ simultan cu $S = 0$, determină $Q = 0$ operație care se numește ștergere („reset" în l. engleză) sau repunere pe zero pentru ieșirea Q;

d) aplicarea simultană a semnalelor 1 la intrările S și R generează o stare nedeterminată, de aceea comanda $R = S = 1$ este interzisă (fig.6.47,*b*); acest lucru este descris de condiția logică $RS = 0$, adică R și S nu pot fi simultan 1.

Scanned with OKEN Scanner

În mod similar poate fi analizat un bistabil *R-S* realizat cu porți NAND (fig.6.46,*c*), a cărui funcționare este descrisă de tabelul de adevăr din figura 6.47,*c* și de ecuațiile logice (v.și tabel de adevăr)

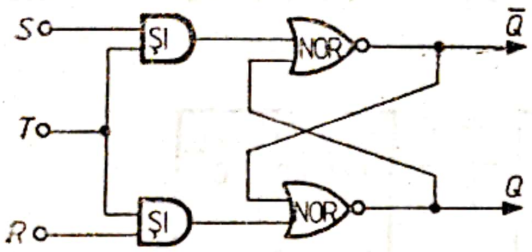


Fig. 6.48

$$Q_{t+1} = \bar{R} + SQ_t \qquad 6.4.8$$

$$\bar{Q}_{t+1} = \bar{S} + RQ_t. \qquad 6.4.9$$

Din tabel se vede că de data aceasta stările interzise sînt $R = S = 0$, aplicate simultan, ceea ce conduce la următoarea condiție

$$\bar{R}\bar{S} = 0. \qquad 6.4.10$$

Circuitele bistabile *R-S* descrise mai sus sînt circuite **asincrone**; aceasta înseamnă că intrările *S* și *R* sînt considerate intrări de comenzi asincrone deoarece ieșirea se modifică imediat ce (adică „după ce") se modifică oricare din intrări (prin aplicarea semnalelor). În practică cel mai mult sînt folosite circuitele basculante bistabile **sincrone** la care există o intrare suplimentară de tact *(T)*, care face ca circuitul să poată funcționa simultan (sincron) cu toate celelalte dispozitive din sistem.

CBB asincron de tip *R-S* din figura 6.46, *b* poate fi transformat într-un CBB sincron prin adăugarea unor porți *SI* suplimentare acționate la cîte o intrare cu impulsul de sincronizare (de tact) *T* dat de un generator special (clock-ceas). După cum se vede din figura 6.48, atît timp cît intrarea *T* nu este activată (se află în stare 0 logic) ieșirile porților *SI* sînt în 0 logic independent de valorile semnalelor aplicate la intrările *S* și *R* și, ca urmare, starea C.B.B. nu poate fi modificată. Dacă intrarea *T* se află nivelul 1 logic, atunci la aplicarea semnalelor la *S* și *R* porțile *SI* se deschid și bistabilul memorează comenzile de la intrările respective (cf. tabelului de adevăr din figura 6.47).

6.4.3. CIRCUITE BASCULANTE BISTABILE DE TIP *D*, *T* ȘI *J–K*

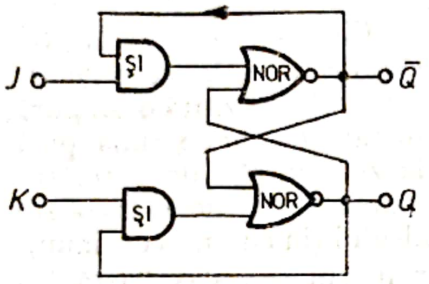
Pentru a elimina nedeterminarea caracteristică CBB tip *R-S* (sincron sau asincron) care apare pentru comanda $R = S = 1$, se apelează la CBB de tip *J-K*. Aceasta se obține dintr-un circuit *R-S* simplu la care se adaugă două porți SI, precum și unele legături de reacție suplimentare care sînt activate simultan cu semnalele de comandă (fig.6.49,*a*). Conform tabelului din figura 6.49,*b* se vede că pentru cazul cînd la intrări se aplică $J = 0$ și $K = 1$, bistabilul trece sau rămîne (dacă $Q_t = 0$) în starea 0, pe cînd atunci cînd $J = 1$ și $K = 0$, bistabilul trece sau rămîne (dacă $Q_t = 1$) în starea 1. Cu alte cuvinte intrarea *J* îndeplinește rolul de punere (set) pe 1, iar intrarea *K* îndeplinește rolul de punere pe 0 (reset) a bistabilului. Circuitul funcționează și dacă la ambele intrări se aplică 1 (adică $J = K = 1$); în acest caz CBB își modifică starea (fig. 6.49, *b*) cu condiția alegerii corecte a duratei comenzii. Este necesar ca durata semnalului de comandă să fie mai mare decît timpul de propagare printr-o poartă și mai mic decît timpul de propagare prin două porți, fapt care se realizează prin deschiderea celor două porți SI, pe timpul necesar, cu ajutorul unui impuls de sincronizare de durată determinată; se obține astfel bistabilul *J-K* sincron, care are o intrare suplimentară (de tact) (fig.6.49,*c*).

Scanned with OKEN Scanner

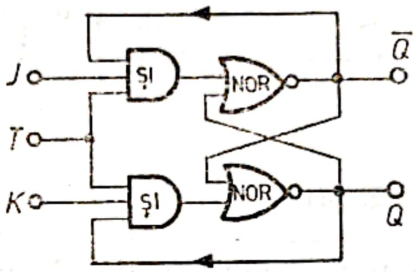
Ecuațiile logice care definesc funcționarea CBB, J-K, rezultă din tabelul de adevăr din figura 6.49,*b*; ele sînt:

$$Q_{t+1} = J\bar{Q}_t + \bar{K}Q_t \qquad 6.4.11$$

$$\bar{Q}_{t+1} = k\bar{Q}_t + \bar{J}Q_t. \qquad 6.4.12$$



a



c

	J	K	Q_t	Q_{t+1}
a	0	0	0	0
	0	0	1	1
	0	1	0	0
	0	1	1	0
b	1	0	0	1
	1	0	1	1
▶	1	1	0	1
▶	1	1	1	0

b

Fig. 6.49

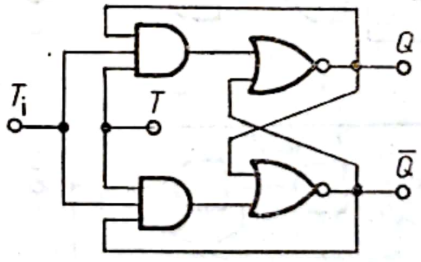
O variantă cu o singură intrare a bistabilului J-K sincron o constituie **bistabilul de tip T** (fig.6.50,*a*). Acest circuit are deci o singură intrare de date T_i (a nu se confunda cu semnalul de tact T) și una sau amîndouă din ieșirele Q și $\bar{Q}$ disponibile. Funcționarea CBB de tip T este indicată de tabelul de adevăr din figura 6.50,*b* alcătuit pentru ieșirea Q și care corespunde ecuațiilor logice de funcționare următoare[7]:

$$Q_{t+1} = T_i\bar{Q}_t + \bar{T}_iQ_t \qquad 6.4.13$$

$$\bar{Q}_{t+1} = T_iQ_t + \bar{T}_i\bar{Q}_t. \qquad 6.4.14$$

Se vede că dacă T_i se află în stare logică 0, anterioară impulsului de tact, ieșirea Q nu se modifică la aplicarea tactului. Dacă T_i se află în starea 1, anterioară impulsului de tact, ieșirea Q trece în starea $\bar{Q}$ după aplicarea tactului. Deci ieșirea se modifică numai pentru $T_i = 1$, obținîndu-se un ciclu complet la ieșire, pentru fiecare două cicluri la intrare (deci execută divizarea cu 2).

CBB cu o singură intrare este și **CBB de tip D**. La aceste circuite orice modificare (semnal) aplicată la intrarea de date D se regăsește la ieșirea Q. Pentru a realiza acest lucru se introduce un circuit NU la intrările unui CBB de tip R-S sincron (cu tact) obținîndu-se CBB de tip D (fig. 6.51,*a*). În acest fel intrările sînt comandate simultan una cu semnal direct (intrarea S) și una cu semnal complementat (intrarea R). Prin aceasta se evită apariția situației $R = S = 1$ care generează nedeterminare (specifică



a

T_i	Q_t	Q_{t+1}
0	0	1
0	1	1
▶ 1	0	1
▶ 1	1	1

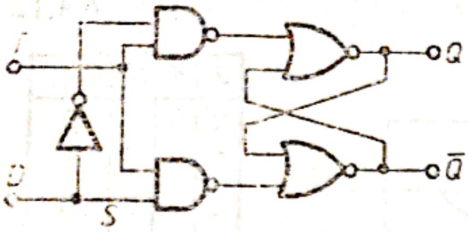
b

Fig. 6.50

[7] Toate relațiile prezentate pot fi deduse din tabelele de adevăr corespunzătoare utilizînd metodele de minimizare a funcțiilor logice folosind metodele algebrei booleene sau procedeul diagramei Karnaugh; pentru cititorii interesați se recomandă lucrările [36,38].

Scanned with OKEN Scanner

CBB tip *R-S*) și totodată se realizează o funcție de întîrziere proprie bistabilelor de tip *D*. Din figura 6.51, *a* și din tabelul de adevăr (fig.6.51,*b*) se vede că la ieșirea Q_{t+1} întotdeauna se obține starea aplicată intrării *D* în acord cu ecuațiile logice de funcționare a bistabilului *D*:



D	Q_t	Q_{t+1}
0	0	0
0	1	0
1	0	1
1	1	1

b

Fig. 6.51

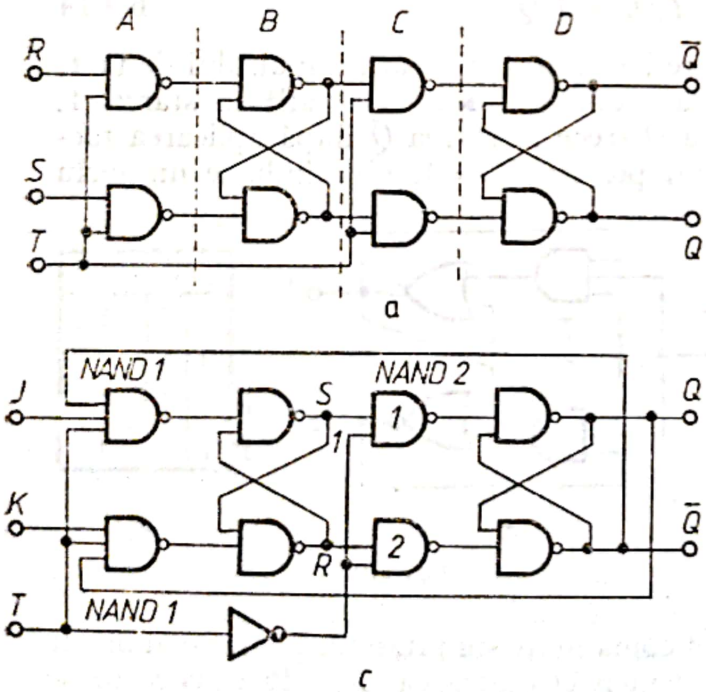
$$Q_{t+1} = D$$

$$\bar{Q}_{t+1} = \bar{D}. \quad 6.4.15$$

Circuitele basculante bistabile TTL în construcție integrată prezintă o singură intrare de tact și una pînă la zece intrări de date. Intrarea unică de tact poate fi acționată pe front pozitiv sau negativ al impulsului (în curent continuu), cu cuplaj în c.a (mai ales la circuitele DTL) sau prin „master-slave" (stăpîn-sclav).

Spre deosebire de comanda pe front, cînd fronturile semnalelor de tact trebuie să fie cît mai abrupte (spre a nu micșora imunitatea la zgomot a circuitelor), la circuitele de tip master-slave comanda de tact se face cu nivel de tensiune, imunitatea la zgomot rămînînd ridicată (v. mai departe).

Circuitul **R-S Master-Slave** (prescurtat *RS-MS*) este alcătuit din două circuite cuplate între ele, fiecare fiind precedat de cîte o pereche de porți comandate în antifază de un singur impuls de tact (de sincronizare) (fig.6. 52,*a*,*b*).



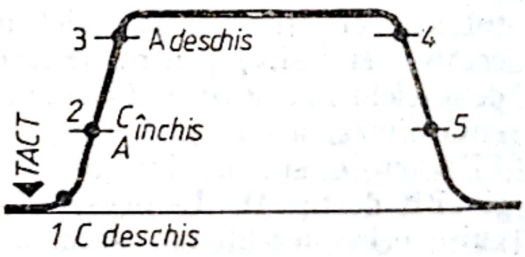


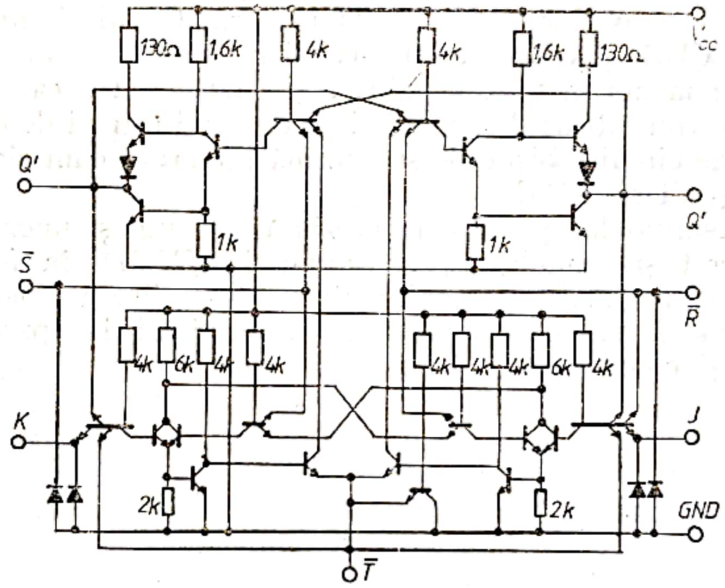
Fig. 6.52

Primul bistabil este Master (notat ca secțiunea B în figura 6.52,*a*), iar ultimul este bistabil Slave (secțiunea D). Semnalul de tact determină funcționarea circuitului în patru secvențe (faze); datorită prezenței porților (no-

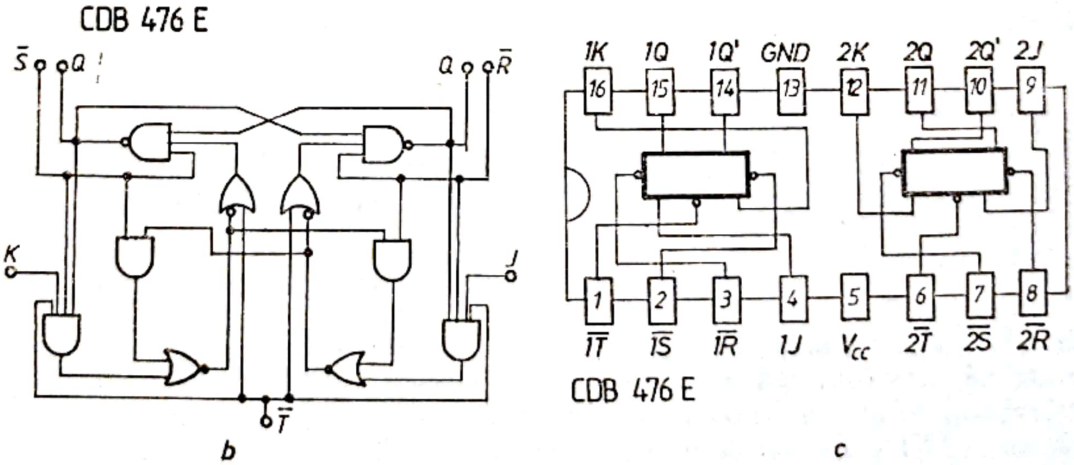
Scanned with OKEN Scanner

tate prin A și C în figura 6.52,*a*), ieșirile Q și $\bar{Q}$ sînt complet izolate de intrările R și S deci circuitul are o mare imunitate la semnalele parazite.

Nivelele 2 — 5 pe diagrama tactului din figura 6.52,*b*, au un caracter orientativ, poziția lor putînd varia într-o anumită plajă de valori. În punctul 1 intrarea de tact T are valoarea 0 logic și bistabilul Master conține informația memorată într-o fază anterioară, care se transmite prin porțile deschise C (comandate de $T = \bar{O} = 1$) în bistabilul Slave. În punctul 2 nivelul semnalului de tact este mai mare dar insuficient pentru a deschide porțile de intrare, dar avînd o valoare suficientă pentru blocarea porților C; în această situație bistabilul Slave este complet izolat de bistabilul Master. În punctul 3 nivelul semnalului devine suficient pentru a deschide porțile de intrare și informația de la intrările R și S se memorează în bistabilul Master care este izolat în continuare de bistabilul Slave. În punctul 4 porțile de la intrare (A) încep să se închidă izolînd intrările R și S de bistabilul Master. În acest



a



b *c*

Fig. 6.53

moment ambii bistabili sînt izolați între ei dar conțin informații diferite: Slave conține informația veche, iar Master pe cea nouă. În punctul 5 porțile de transfer (C) se deschid, iar informația stocată în circuitul Master trece

în circuitul bistabil Slave și de aici la ieșirile Q și $\bar{Q}$. Se vede că în orice moment al tactului intrările sînt mereu izolate față de ieșiri ceea ce constituie principala caracteristică a bistabilului Master-Slave.

Pentru eliminarea nedeterminării $R = S = 1$ se apelează și în acest caz la intrări J-K obținîndu-se **circuite bistabile JK-Master-Slave** (prescurtat *JK-MS*) (fig.6.52,*c*), care în același timp prezintă și avantajul că elimină necesitatea dimensionării judicioase a duratei semnalului de tact.

Datorită existenței circuitelor de reacție, stările logice de la ieșirile Q și $\bar{Q}$ vor condiționa funcționarea circuitului. Astfel porțile $NAND_1$ (fig.6.52,*c*) se vor deschide cînd avem $\bar{Q} = 1$ (și evident $Q=0$) și la intrarea J se aplică semnal 1 concomitent cu impulsul de tact 1. În continuare circuitul *JK-MS* lucrează în acord cu secvențele 2 — 5 ale nivelelor de la semnalul de tact (fig.6.52,*b*), mod descris anterior.

În figura 6.53,*a*,*b*,*c* se arată schema electrică, schema logică și respectiv configurația pinilor (la capsula TO—116) pentru circuitul logic integrat secvențial CDB—476 E realizat la noi în țară. Circuitul integrat respectiv conține două CBB JK-MS fiecare avînd o singură intrare J și o singură intrare K. Tot la noi în țară se fabrică și CDB—472E care conține CBB JK-MS cu cîte trei intrări de date J și cu cîte trei intrări de date K, precum și alte tipuri de circuite bistabile sub formă integrată cum sînt CDB—473E, CDB—475E și CDB—476E.

Datorită avantajelor pe care le prezintă, precum și unor bune rapoarte performanțe/preț și tehnologie/preț, circuitele *JK-MS* în formă integrată au căpătat o foarte mare răspîndire, fiind cu predilecție folosite în tehnica de calcul (memorii, microprocesoare) în automatizări, în aparatura numerică de măsurare și control etc.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul 7. MICROPROCESOARE

Circuitele logice combinaționale și secvențiale sînt foarte mult folosite în diferite domenii specifice ale electronicii moderne și în special în aparatura de calcul numeric, în automatizări etc. O dezvoltare superioară au căpătat-o în ultimii ani, datorită unor importante avantaje de ordin practic și funcțional, microsistemele numerice de tip microprocesor care sînt actualmente utilizate în cele mai variate domenii științifico-tehnice și economico-sociale.

Microprocesoarele și sistemele cu microprocesoare sînt descrise pe larg în literatura de specialitate. Pe această temă au apărut un număr mare de lucrări, dintre care unele și în țara noastră [42 — 44]. Pe de altă parte, constructorul (firma) de microprocesoare elaborează cărți tehnice detaliate și manuale cu instrucțiuni de lucru (conținînd și „instrucțiunile" logice proprii ale sistemului), pentru fiecare tip de microprocesoar.

Definirea și descrierea constructiv-funcțională a sistemelor cu microprocesor necesită un volum important de cunoștințe din domeniul arhitecturii și funcționării calculatoarelor electronice numerice, al programării pe calculator și implicit al sistemelor logice complexe de tip LSI cum sînt memoriile integrate de diferite tipuri, sisteme de comandă și control etc. În cele ce urmează vor fi trecute în revistă numai cîteva aspecte generale ale unor sisteme logice complexe și ale aparaturii de calcul numeric, inclusiv microprocesoarele de diferite tipuri. Pentru cititorii interesați în cunoașterea mai completă a acestor probleme se recomandă lucrările [41 — 44].

7.1. CIRCUITE INTEGRATE COMPLEXE UTILIZATE ÎN TEHNICA DE CALCUL ELECTRONIC

7.1.1. PORȚI LOGICE CU COLECTOR ÎN GOL. MAGISTRALE

Circuitele logice TTL standard, de tipul celor descrise în §.6.3 (v. fig. 6.33), asigură impedanțe mici (la ieșire) pe liniile de legătură atît în starea jos („0" logic), cît și în starea sus („1" logic) ceea ce reduce influența perturbațiilor tranzitorii externe. Mai multe ieșiri ale unor operatori TTL, cum sînt cei descriși în §.6.3, cu etaje de ieșire de tip „totem-pole" adică avînd colectorii tranzistorilor cuplați la sursa $+V_{CC}$, nu se pot lega împreună din cauza impedanțelor mici, fapt care ar reclama curenți intenși atît în stările 0 cît și în stările 1 ale ieșirilor.

Pentru a face față necesităților de cuplare directă a ieșirilor TTL se folosesc operatori (porți) cu „colector în gol" a căror structură standard este

Scanned with OKEN Scanner

redată în figura 7.1.*a*. După cum se vede, față de o poartă normală TTL (v. fig.6.33,*a*), tranzistorul T_4 lipsește, în locul lui putînd fi montată, *exterior circuitului integrat*, o rezistență de sarcină a cărei valoare și putere (wattaj)

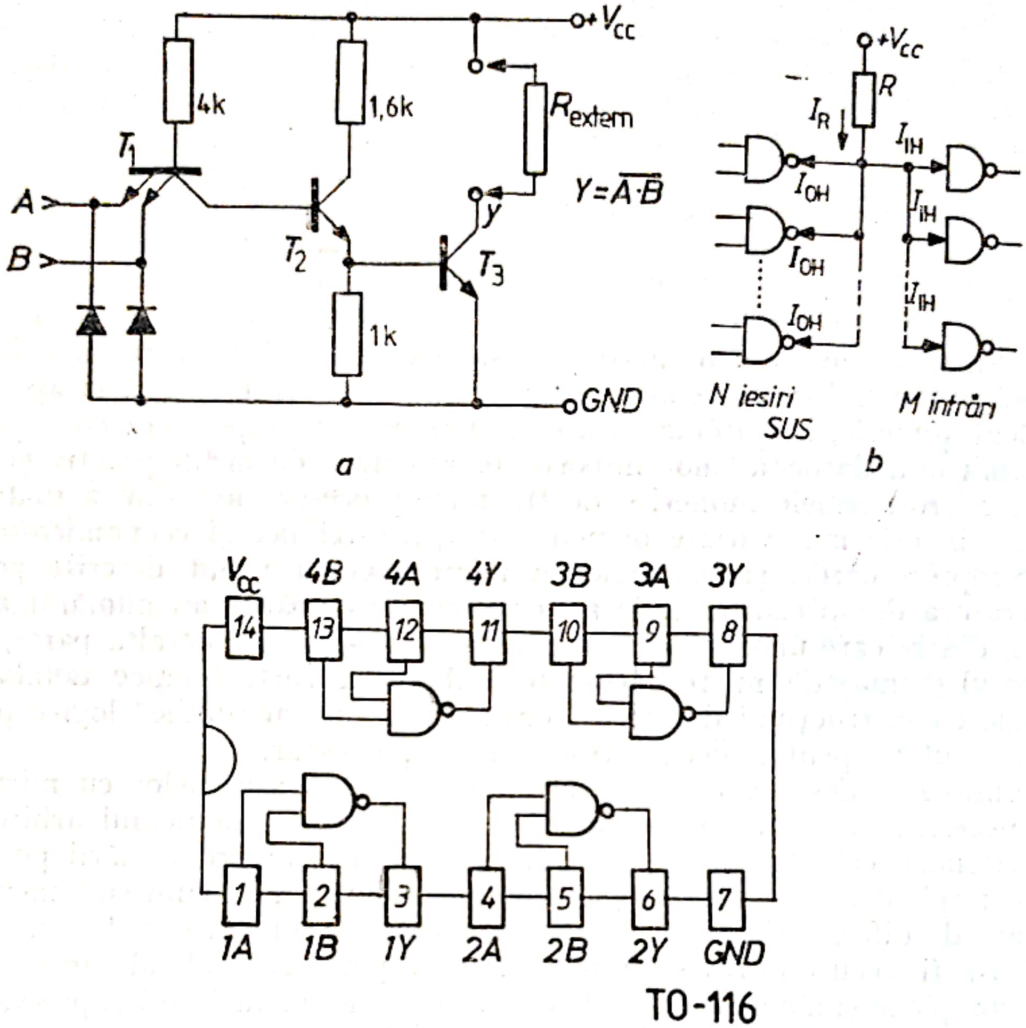


Fig. 7.1

sînt determinate de numărul de porți ale căror ieșiri se conectează împreună și de valoarea sursei alimentare; se arată că [38]

$$R \leqslant \frac{V_{cc} - V_{OH}}{NI_{OH} + MI_{IH}}, \qquad 7.1.1$$

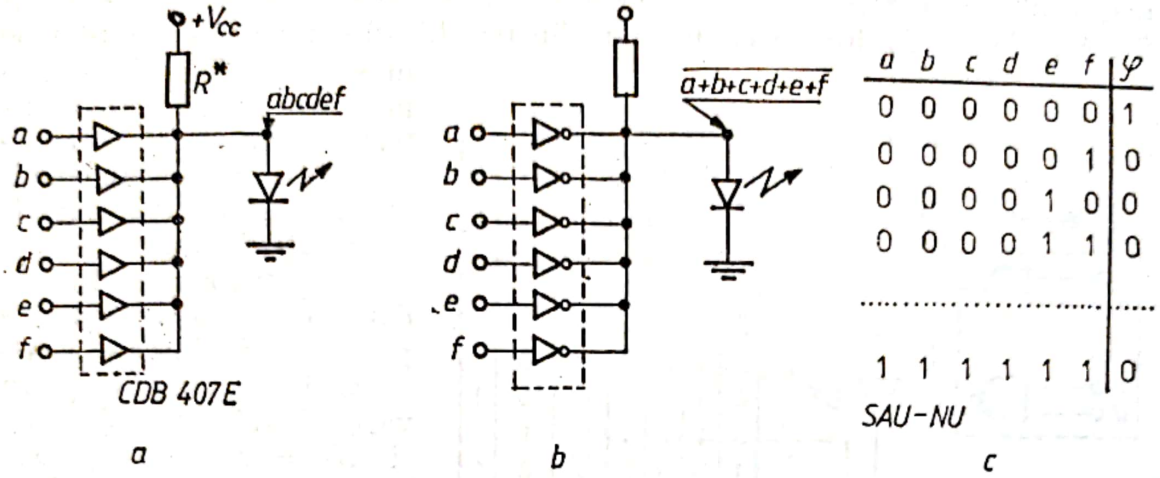
unde I_{OH} și I_{IH} reprezintă respectiv curentul de ieșire în starea 1 (High) și curentul de intrare în starea „High", iar N — numărul de porți ale căror ieșiri sînt cuplate împreună cu M intrări (fig.7.1,*b*). În general, nu se pot cupla mai multe ieșiri la același punct decît permite fan-outul circuitului pentru cuplări cu ieșire de tip totem-pole.

Porțile cu „colector în gol" cu două intrări ca aceea din figura 7.1,*a* intră în alcătuirea circuitului CDB-403E fabricat de I.P.R.S. Băneasa; capsula acestui circuit (de tip TO—116) conține patru asemenea porți logice (fig.7.1,*c*). Alte porți logice cu colector în gol avînd una (inversori, sau operatori) sau

Scanned with OKEN Scanner

două intrări, fabricate de I.P.R.S.-Băneasa sînt CDB—405E; CDB—406E, CPB—407E, CDB—409E; CDB—416E și CDB—417E.

Porțile cu colector în gol asigură o mai mare flexibilitate în proiectarea cu circuite TTL fiind posibile o serie de aplicații mult mai puțin economic



a b c

Fig. 7.2

de implementat (de realizat) cu porți obișnuite. În figura 7.2.*a*, se arată modul de realizare a unui operator ȘI cu un număr oarecare (aici 6) de intrări, utilizînd circuitul CDB 407E care este un operator sextuplu, de putere, cu ieșiri cu colector în gol. Se poate verifica îndeplinrea relației $y = a \cdot b \cdot c \cdot d \cdot e \cdot f$ cu ajutorul unei diode LED montată la ieșire, alegînd R^* de $100 \div 200\ \Omega$ (fig.7.2,*a*,*b*). În figura 7.2,*b* se arată modul de realizare a unui operator SAU-NU prin cuplarea ieșirilor mai multor inversoare cu colector în gol (CDB—416E, cu șase inversori de putere). În punctul de unire se obține, după cum s-a arătat în figura 7.2,*a*, funcția

$$y = \bar{a} \cdot \bar{b} \cdot \bar{c} \cdot \bar{d} \cdot \bar{e} \cdot \bar{f}. \qquad 7.1.2$$

Aplicînd teorema a II-a a lui De Morgan rezultă

$$y = \overline{a + b + c + d + e + f}, \qquad 7.1.3$$

adică tocmai funcția SAU-NU, avînd tabelul de adevăr dat în figura 7.2,*c*. Dacă la circuitul obținut se adaugă la ieșire încă un operator NU, atunci rezultă

$$y' = \overline{\overline{a + b + c + d + e + f}} = a + b + c + d + e + f \qquad 7.1.4$$

adică un operator (poartă) SAU cu mai multe intrări.

Cuplînd doi operatori SI-NU cu ieșiri cu colectori în gol (de exemplu două porți din CDB—403) se obține produsul lor,

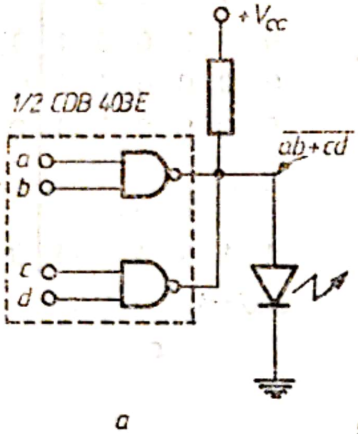
$$y = \overline{a \cdot b} \cdot \overline{c \cdot d}. \qquad 7.1.5$$

Conform teoremei lui De Morgan această funcție este echivalentă cu funcția SI—SAU—NU

$$y = \overline{ab} \cdot \overline{cd} = \overline{ab + cd} \qquad 7.1.6$$

descrisă de circuitul logic din figura 7.3, *a* și de tabelul de adevăr din figura 7.3, *b*.

Din tabelul de adevăr din figura 7.3, *b* se vede că atunci cînd una și numai una din intrările *b* sau *d* este în 1 logic, la ieșire se transferă, inversată, informația din *a* sau respectiv *c*, deci intrările *b* și *d* sînt intrări de condiție (v. și fig. 6.28, *b*). Generalizarea circuitului (din fig. 7.3, *a*) conduce la noțiunea de magistrală (de date), din ce în ce mai des utilizată în sistemele numerice pentru executarea transferurilor condiționate ale unor blocuri de informație binară.



a

a	*b*	*c*	*d*	*ab*	*cd*	*f*
0	0	0	0	0	0	1
0	0	0	1	0	0	1
0	0	1	0	0	0	1
0	0	1	1	0	1	0
0	1	0	0	0	0	1
0	1	0	1	0	0	1
0	1	1	0	0	0	1
0	1	1	1	0	1	0
1	0	0	0	0	0	1
1	0	0	1	0	0	1
1	0	1	0	0	0	1
1	0	1	1	0	1	0
1	1	0	0	1	0	0
1	1	0	1	1	0	0
1	1	1	0	1	0	0
1	1	1	1	1	1	0

b

Fig. 7.3

Să presupunem că avem două blocuri logice cu cîte patru ieșiri. Fiecare generează cîte un vector de patru variabile $X' = (x'_1, x'_2, x'_3, x'_4)$ și $X'' = (x''_1, x''_2, x''_3, x''_4)$. Avem de asemenea două blocuri logice receptoare cu cîte patru intrări și se pune problema transferului de date de la oricare bloc sursă (BS) la oricare bloc receptor (BR).

O posibilitate ar putea fi cea arătată în figura 7.4, *a*. Se observă că în cazul a N blocuri sursă și M blocuri receptoare sînt necesare NM blocuri de circuite SAU pentru asigurarea tuturor interconectărilor posibile. Situația devine foarte dezavantajoasă cînd aceste numere sînt mari.

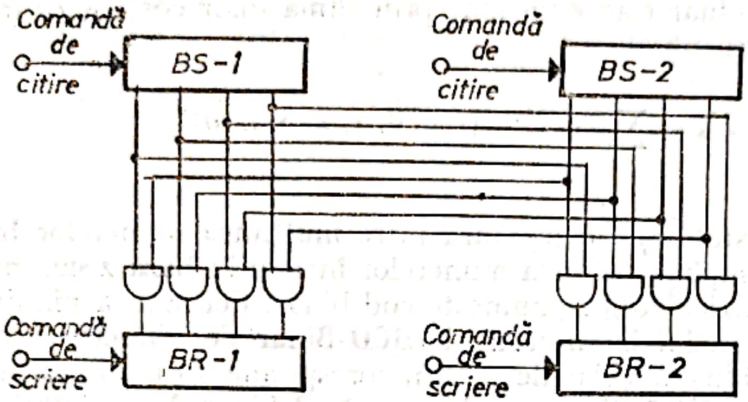
O altă modalitate de rezolvare a problemei este reprezentată în figura 7.4, *b*. După cum se vede toate intrările de la BR și ieșirile de la BS sînt conectate în paralel la un grup de linii pe care se vehiculează informația binară, grup care constituie magistrala de date. Pentru a se putea cupla împreună ieșirile blocurilor acestea trebuie să fie cu colectori în egal, sau să li se atașeze porți cu astfel de ieșiri. Situația cea mai frecventă pentru sisteme TTL este aceasta din urmă (prin folosirea de porți NAND cu colectori în gol) și atunci schema magistralei devine ca în figura 7.4, *c*.

După cum s-a arătat, informația prin astfel de operatori (NAND cu colectori în gol) se transferă negată. Astfel, la apariția unei comenzi de citire la un grup de porți, blocul-sursă respectiv va depune informația sa negată pe magistrala de date. Evident, cînd este necesar, informația se va putea scrie nenegată în blocurile receptoare dacă acestea se vor cupla la magistrală după un grup de inversoare ca în figura 7.4, *c*.

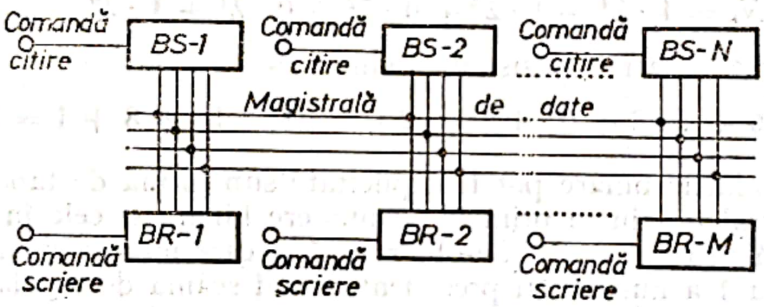
Pentru ilustrarea conceptului de magistrală, se poate realiza experimental (utilizînd indicatoare cu LED-uri) schema cu trei linii de date și două blocuri-

Scanned with OKEN Scanner

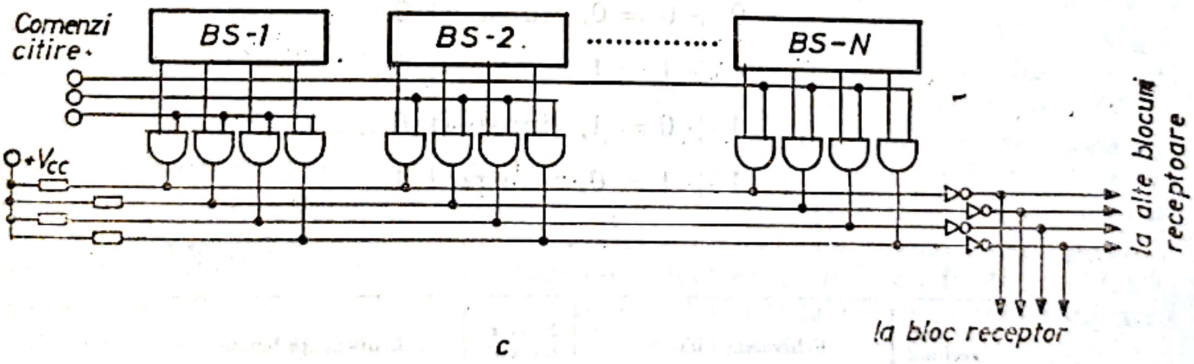
sursă, din figura 7.4, *d*. La intrările de comandă se vor cupla de asemenea LED-uri care semnalizează care grup de intrări este activat (selectat). Se va observa că atunci cînd intrarea de selecție este în 1, LED-urile de la ieșiri reproduc informația (scrisă în binar) semnalizată de LED-urile de la primul grup de intrări, iar cînd este în 0, pentru cel de-al doilea grup.



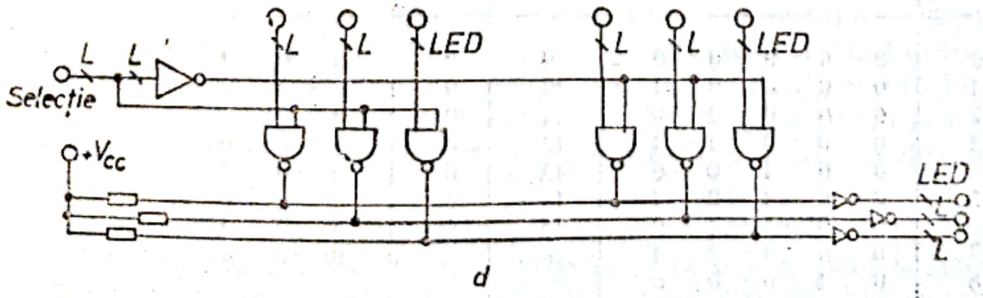
a



b



c



d

Fig. 7.4

7.1.2. CODIFICATORI ŞI DECODIFICATORI

După cum un număr în baza zece este reprezentat prin suma unor coeficienţi înmulţiţi cu cifra 10 (baza) la diferite puteri, adică

$$N_d = \sum_0^n{}_i\, c_i\ 10^i;\ (i = 0, 1, 2, 3 \ldots n), \qquad 7.1.7$$

tot astfel un număr binar este exprimat prin suma unor coeficienţi înmulţiţi cu 2 la diferite puteri

$$N_b = \sum_0^n{}_i\, c_i\, 2^i;\quad (i = 0, 1, 2, 3, \ldots n). \qquad 7.1.8$$

O aplicaţie care stabileşte o legătură între mulţimea numerelor binare şi alte mulţimi (de exemplu mulţimea numerelor întregi în baza zece, mulţimea caracterelor alfanumerice etc.) se numeşte cod binar. Cel mai răspîndit dintre codurile binare este **codul binar-zecimal (BCD-Binar Code-Decimal)** conform căruia, unui număr binar N_b dat de 7.1.8 îi corespunde un număr zecimal N_d determinat de relaţia 7.1.7. De exemplu, numărul binar $N_b = 11001$ care se scrie

$$N_b = 1 \cdot 2^4 + 1 \cdot 2^3 + 0 \cdot 2^2 + 0 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^0, \qquad 7.1.9$$

poate fi de asemenea scris în sistem zecimal ca

$$N_d = 1 \cdot 16 + 1 \cdot 8 + 0 \cdot 4 + 0 \cdot 2 + 1 \cdot 1 = 16 + 8 + 1 = 25. \qquad 7.1.10$$

În general codurile binare pot fi explicitate sub formă de tabele. Pentru codul BCD echivalenţa între primele 16 numere binare şi cele în baza zece este reprezentată în tabelul 7.1. Se observă că fiecare număr binar se obţine prin adunarea cu 1 a numărului precedent ţinînd seama de regula transportului:

$$0 + 0 = 0,\ \text{transport } 0$$
$$0 + 1 = 1,\ \text{transport } 0$$
$$1 + 0 = 1,\ \text{transport } 0$$
$$1 + 1 = 0,\ \text{transport } 1.$$

Tabel 7.1

Număr zecimal	Echivalenţii binari					Număr zecimal	Echivalenţii binari				
0	0	0	0	0	0	9	0	1	0	0	1
1	0	0	0	0	1	10	0	1	0	1	0
2	0	0	0	1	0	11	0	1	0	1	1
3	0	0	0	1	1	12	0	1	1	0	0
4	0	0	1	0	0	13	0	1	1	0	1
5	0	0	1	0	1	14	0	1	1	1	0
6	0	0	1	1	0	15	0	1	1	1	1
7	0	0	1	1	1	16	1	0	0	0	0
8	0	1	0	0	0						

Scanned with OKEN Scanner

Codul BCD pentru un număr oarecare de cifre binare se numește simplu cod binar.

La interfața între sistemele numerice și utilizatorul uman se pune foarte frecvent problema adaptării sistemului de numerație binar la cel zecimal (în baza zece!). În acest scop se folosesc circuite logice combinaționale numite impropriu *codificatoare* la a căror intrare se află datele în sistem zecimal, iar la ieșire apar datele codificate în binar sau în alt cod de numerație (cod exces 3, cod Gray etc.).

Codificatorul poate fi privit ca o matrice de circuite SAU, care pornind de la un vector de intrare X de zece variabile binare (dintre care cîte una singură este diferită de zero, v. tabel 7.2) furnizează la ieșire un vector Y de patru variabile binare, conform tabelului de adevăr 7.2.

Tabel 7.2

x_0	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7	x_8	x_9	y_3	y_2	y_1	y_0
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1
0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	1	0	0
0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	1
0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	1	0
0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	1	1	1
0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	1

În figura 7.5, *a* se arată *modelul CLC* cu ieșiri multiple ale codificatorului în cod zecimal-binar, iar ln figura 7.5, *b* se arată *schema logică* a acestuia. Funcționarea codificatorului se înțelege ușor analizînd schema logică. De exemplu, pentru codificarea cifrei 7 — determinată de funcția f_7 — este necesar ca toate liniile de intrare, mai puțin linia lui f_7, să fie la nivel 0 logic, iar pe linia f_7 să se transmită 1 logic (v. tabel 7.2); la ieșire se obține $A = 0$; $B = 1$, $C = 1$ și $D = 1$, adică echivalentul cifrei zecimale 7 codificate binar.

De cele mai multe ori, variabilele de intrare se prezintă negate, deoarece la activarea unei intrări (prin tasta respectivă de la claviatura de introducere a datelor) aceasta capătă valoarea logică 0, prin punerea la masă, în timp ce eventuala cuplare la V_{CC} nu ar avea nici un efect. Ca urmare este posibilă adoptarea unei scheme cu operatori cu colectori în gol, ca în figura 7.5, *c*, unde se arată cum pot fi cuplate și niște LED-uri la ieșire pentru indicarea (în binar) a numărului codificat.

Operația inversă — trecerea de la binar la zecimal — utilizează circuite numite de obicei (oarecum impropriu) **decodificatori.** Conform principiului dualității (exprimat prin teoremele lui De Morgan), aceste blocuri vor folosi circuite de tip SI avînd o structură matricială asemănătoare codificatorului. Modelul CLC respectiv este redat în figura 7.6, *a*, iar tabelul de adevăr corespunzător este cel din tabelul 7.3.

Se observă că circuitul respectiv se caracterizează prin proprietatea de a obține semnal 1 logic numai la o singură ieșire, pentru fiecare combinație (în ordine crescătoare, în binar) a variabilelor de la intrare. Prin urmare cir-

Scanned with OKEN Scanner

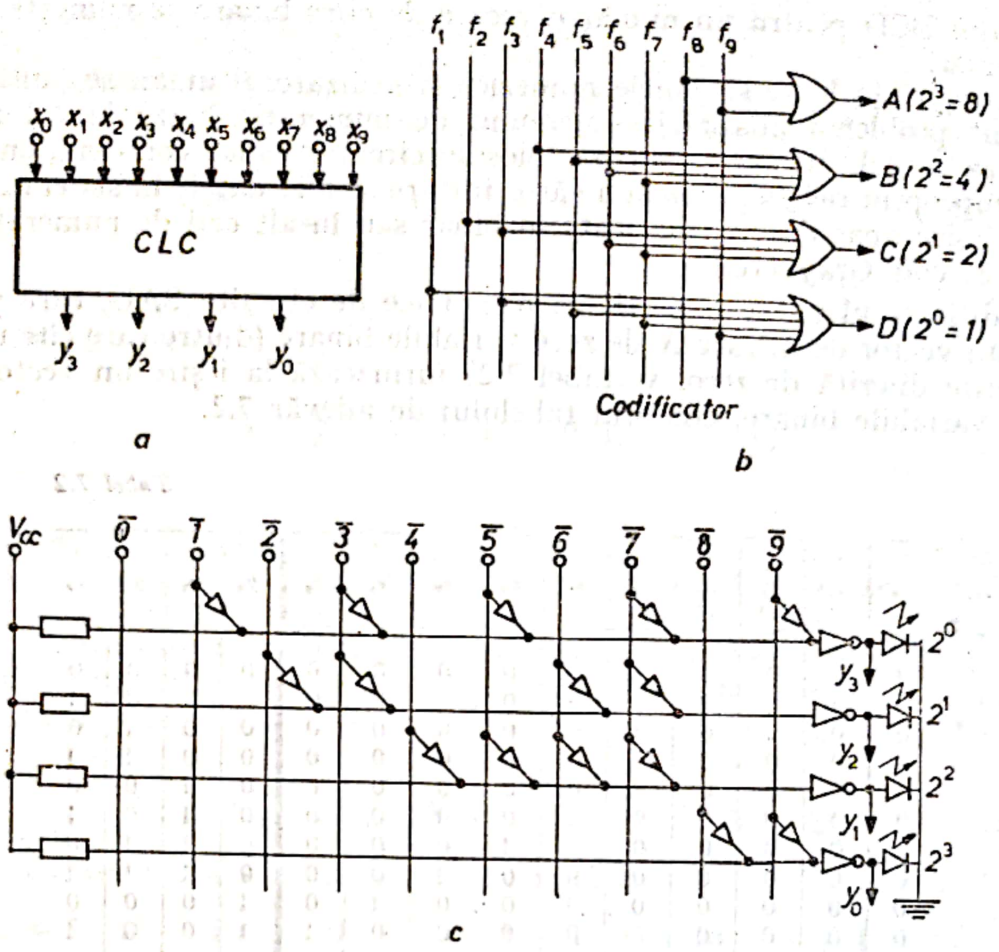


Fig. 7.5

cuitul se va realiza cuplînd la fiecare ieşire cîte un circuit SI cu patru intrări legate la cîte o variabilă de intrare sau la negaţia acesteia. În mod normal se folosesc porţi NAND astfel încît ieşirile vor fi inversate faţă de tabelul de adevăr (v. tabel 7.3). Astfel de cazuri se întîlnesc frecvent în sistemele numerice şi într-o astfel de situaţie se spune că „ieşirile sînt active în 0".

Tabel 7.3

x_3	x_2	x_1	x_0	y_0	y_1	y_2	y_3	y_4	y_5	y_6	y_7	y_8	y_9
0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	1	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
0	1	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
0	1	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
0	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
1	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

Scanned with OKEN Scanner

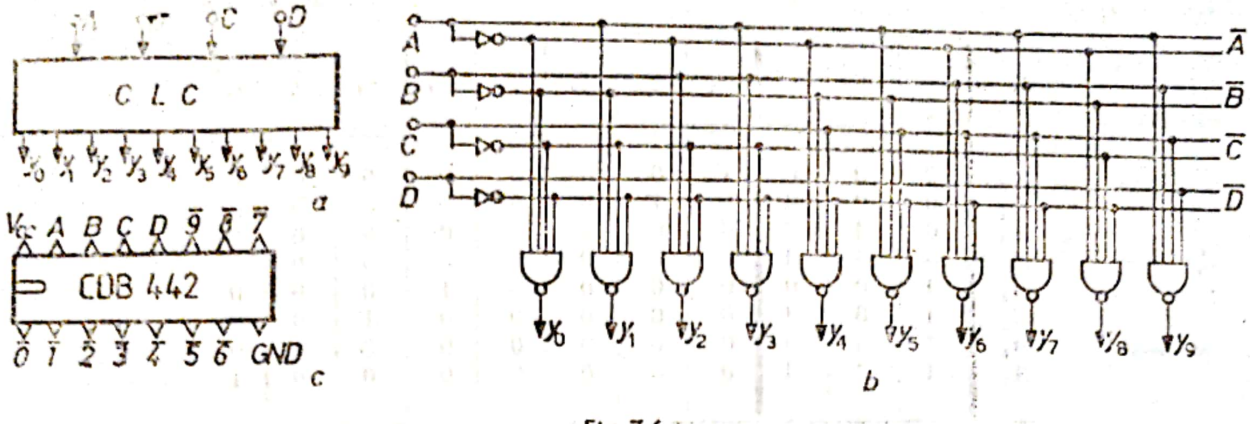


Fig 7.6

Circuitul practic al decodificatorului astfel conceput este reprezentat în figura 7.6, *b* și corespunde (excluzînd prezența unor inversoare) circuitului integrat TTL CDB-442 E (decodificator BCD-zecimal) realizat la I.P.R.S.-Băneasa (fig. 7.6, *c*).

Folosind una din cele două intrări ca o intrare specială de date (E), decodificatorul de mai sus (fig. 7.6) poate fi transformat într-un circuit pentru **demultiplexarea** datelor. Un astfel de circuit, reprezentat prin modelul CLC din figura 7.7, *a*, permite transferul (distribuirea) datei de la o intrare (E) la una din cele 2^n ieșiri, selectabilă prin n linii de adrese. Tabelul de adevăr corespunzător (pentru $n = 3$ linii de adresă și $2^n = 8$ linii de ieșire) este redat în tabelul 7.4, iar schema logică a demultiplexorului (notat **DMUX**), în figura 7.7, *b*.

Notația $\overline{E}$ are semnificația următoare: întrucît s-au folosit circuite de tip SI-NU, datele de la intrarea respectivă se transmit la ieșiri, negate. Astfel

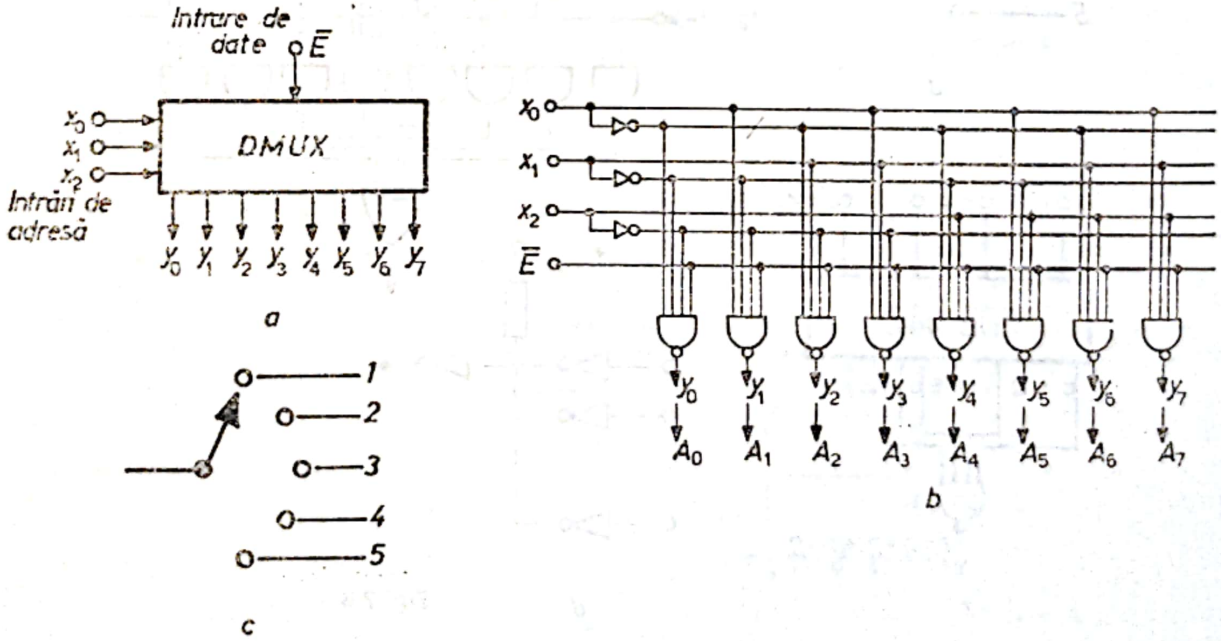


Fig. 7.7

un demultiplexor reprezintă un „comutator logic" care permite cuplarea intrării de date cu oricare din liniile de ieșire așa cum se arată schematic în figura 7.7, *c*.

Tabelul 7.4

Adresa	x_2	x_1	x_0	y_0	y_1	y_2	y_3	y_4	y_5	y_6	y_7
A_0	0	0	0	E	0	0	0	0	0	0	0
A_1	0	0	1	0	E	0	0	0	0	0	0
A_2	0	1	0	0	0	E	0	0	0	0	0
A_3	0	1	1	0	0	0	E	0	0	0	0
A_4	1	0	0	0	0	0	0	E	0	0	0
A_5	1	0	1	0	0	0	0	0	E	0	0
A_6	1	1	0	0	0	0	0	0	0	E	0
A_1	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	E

După cum se observă din figura 7.7, *b*, un DMUX este de fapt un decodificator cu o intrare $\bar{E}$ de inhibiție („enable" — a permite). Cînd această intrare este activă, circuitul funcționează ca un decodificator obișnuit, iar cînd este inhibată, toate intrările sînt dezactivate.

În mod analog se pot realiza „comutatoare logice" de tip **multiplexor (MUX)**, cu ajutorul cărora datele de la mai multe intrări se pot transfera

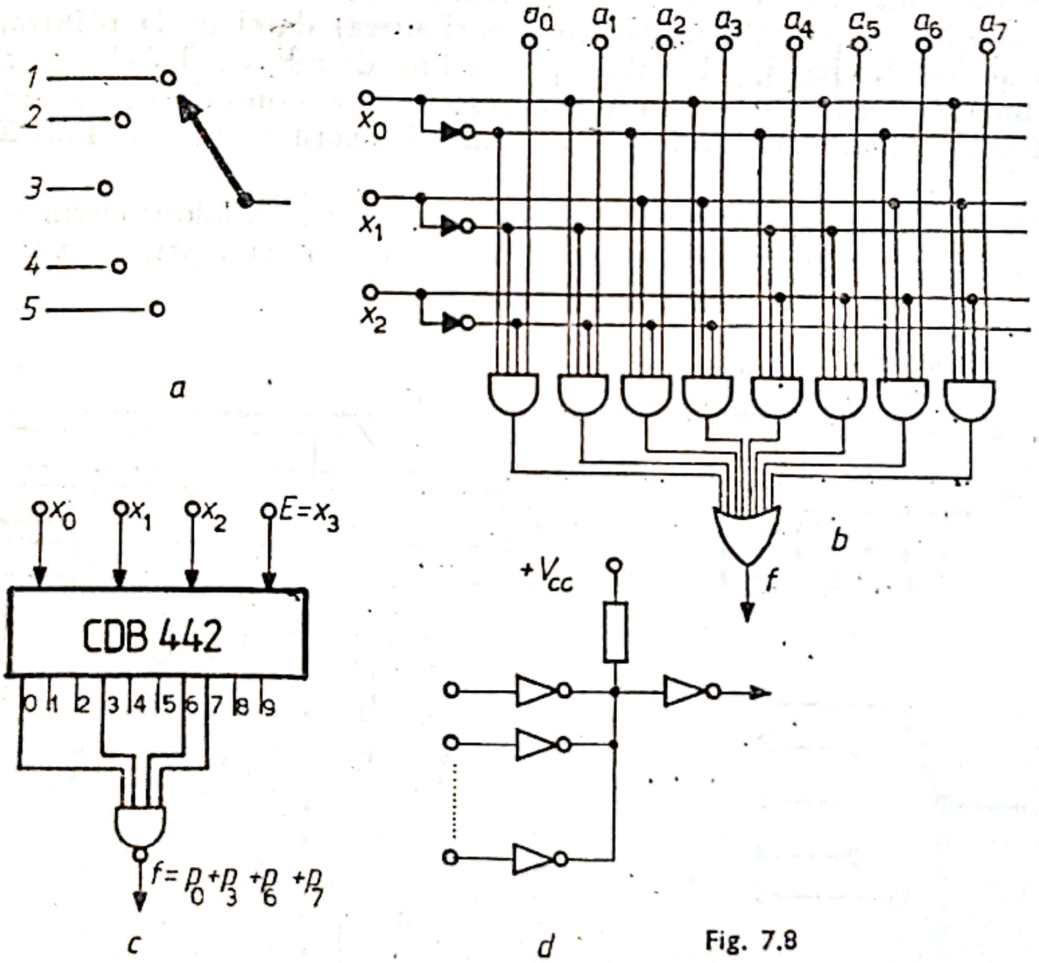
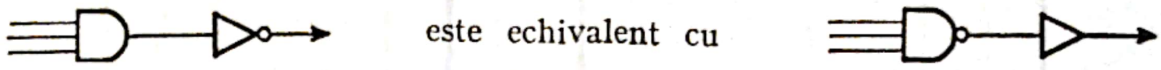


Fig. 7.8

(„comuta") la o singură cale de ieșire conform schemei din figura 7.8, *a*. O asemenea structură se poate obține pornind de la circuitul DMUX (din figura 7.7, *b*), prin cuplarea la fiecare ieșire a acestuia a intrării unui circuit SAU (după ce ieșirile de la DMUX au fost fiecare în parte inversate), rezul-

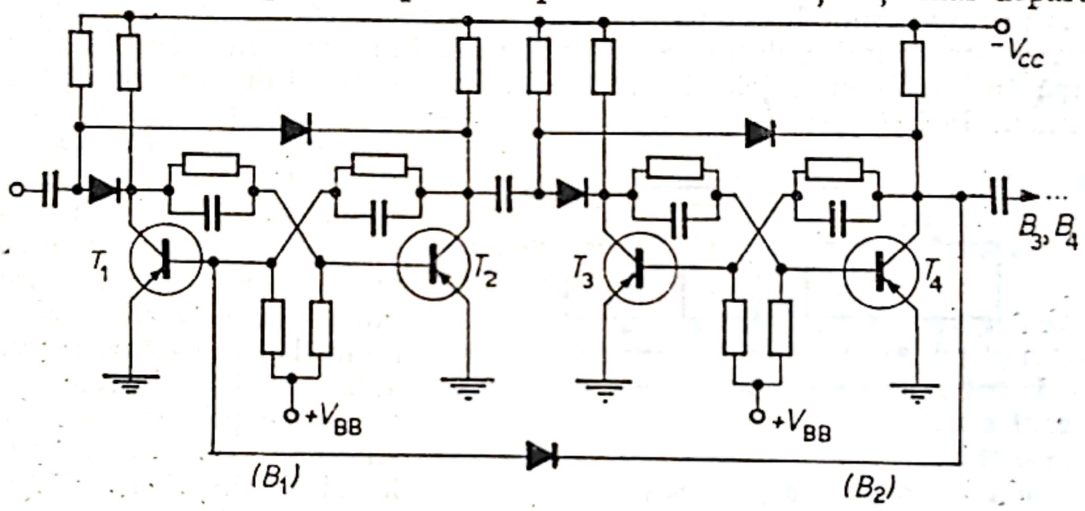
Scanned with OKEN Scanner

tînd schema logică din figura 7.8, *b*. În figura 7.8, *c* se reprezintă modelul CLC corespunzător multiplexorului. Structura din figura 7.8, *b* este realizată sub forma circuitului integrat Texax Instruments SN74152, a cărui ieşire (unică) este însă negată. Se poate realiza experimental (spre verificarea principiului) un MUX de două variabile (deci cu patru căi de intrare) cu porţi SI-NU cu cîte trei intrări (v. CDB-410E) şi un circuit SAU format din operatori cu colector în gol (v. CDB-416E), ca în figura 7.8, *d*. S-a ţinut seama că circuitul SAU este de forma reprezentată în figura 7.8, *d* (v. 7.1.4 şi fig. 7.2, *b*), iar

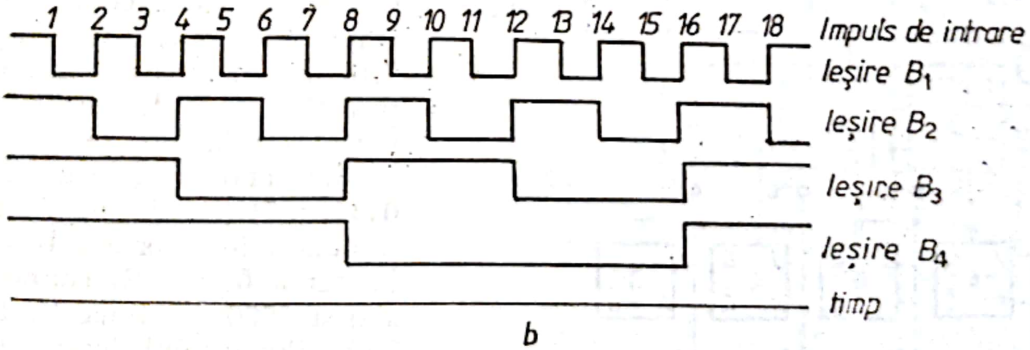


7.1.3. NUMĂRĂTOARE ELECTRONICE. REGISTRE

După cum s-a arătat în paragraful 6.4 sînt necesare două impulsuri aplicate la intrarea unui bistabil pentru ca acesta să revină în starea iniţială, deci un CBB realizează o diviziune cu doi a numărului de impulsuri aplicate la intrare. Montînd în serie două CBB (fig. 7.9, *a*), la ieşire rezultă un impuls pozitiv numai după patru impulsuri aplicate la intrare şi aşa mai departe.



a.



b

Fig. 7.9

În figura 7.9, *b* se arată diagramele tensiunilor de ieşire (din colectorii tranzistorilor T_2) pentru cazul a patru CBB înseriate (fig. 7.9, *a*). Se observă că folosind patru CBB, fiecare dînd o divizare cu 2, se obţine o divizare totală de $2^4 = 16$. În cazul a n bistabili, factorul de divizare va fi 2^n.

Scanned with OKEN Scanner

În timpul procesului de divizare cu ajutorul celor patru bistabili, aceștia au ocupat toate combinațiile celor două stări 0 sau 1 în care starea logic 1 corespunde potențialului înalt din colectorul tranzistorului T_2 blocat. Aceste stări ocupate de cei patru bistabili înseriați sînt redate în tabelul 7.5.

Tabel 7.5

Impulsuri	Stări ale bistabililor				Impulsuri	Stări ale CBB			
	B_4	B_3	B_2	B_1		B_4	B_3	B_2	B_1
1	0	0	0	1	9	1	0	0	1
2	0	0	1	0	10	1	0	1	0
3	0	0	1	1	11	1	0	1	1
4	0	1	0	0	12	1	1	0	0
5	0	1	0	1	13	1	1	0	1
6	0	1	1	0	14	1	1	1	0
7	0	1	1	1	15	1	1	1	1
8	1	0	0	0	16	0	0	0	0

Din compararea acestui tabel cu tabelul 7.1 se vede că după fiecare impuls de la intrare ansamblul de patru CBB dă o reprezentare binară a numărului de impulsuri primite, deci execută numărarea în sistem binar pînă la $2^4 = 16$. După 16 impulsuri etajele sînt readuse la zero și ciclul de numărare pornește din nou. Pentru a realiza un numărător în scală de 2^n se folosesc n bistabili.

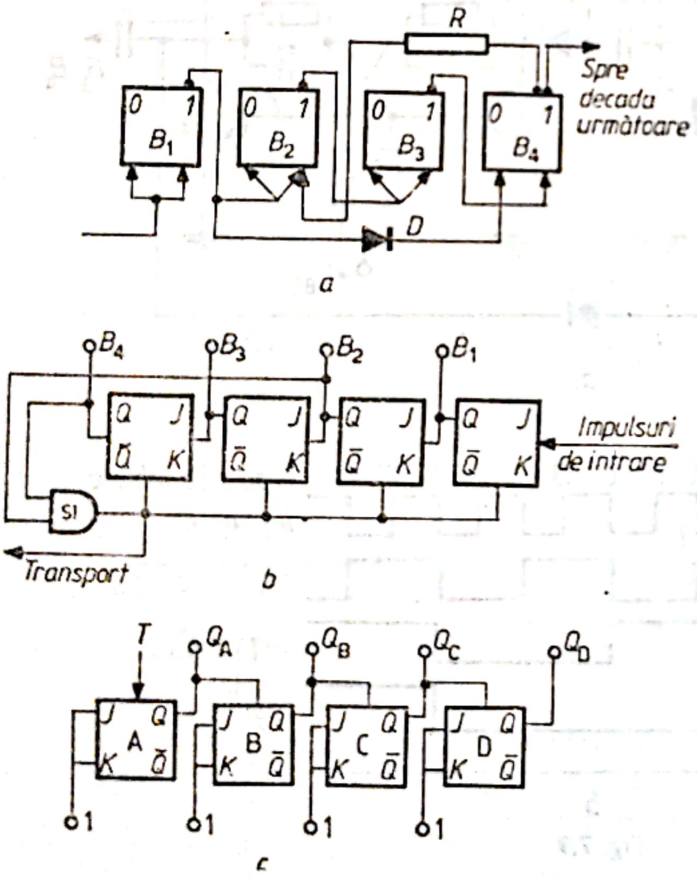


Fig. 7.10

Pentru aplicații în automatizări, tehnica de calcul, aparatură numerică de măsurare etc. este necesar să se realizeze un asemenea circuit care să numere în cod zecimal, adică să revină la 0 după zece impulsuri aplicate la intrare. Acest lucru se obține prin introducerea în ansamblul celor patru bistabili înseriați din figura 7.9, *a*, a unor porți logice sau circuite de reacție. Unul din asemenea circuite (cu conexiuni de reacție) este cel din figura 7.10, *a*. În această dispoziție primele șapte impulsuri trec normal aducînd bistabili în stările 1110 (numărul binar 0111 = 7) (tabel 7.6). Al 8-lea impuls aduce primii bistabili în starea 0, iar B_4 comută în starea 1000 (v. linia B, tabel 7.6). Potențialul înalt (negativ) care apare la colectorul lui T_2 (blocat) al lui B_4 este condus prin R la baza lui T_2 din B_2 ținîndu-l permanent în stare de conducție (tranzistori $p-n-p$). Starea lui B_2 va fi de acum încolo mereu „0" pînă dispare această polarizare negativă constantă. Aplicarea celui de-al

nouălea impuls va comuta pe B_1 aducînd bistabilii în starea 1001. Al zecelea impuls va comuta pe B_1 în starea 0. B_2 nu comută (cum ar fi normal în urma schimbării lui B_1) căci este ținut mereu în „0", de către legătura de reacție, în schimb prin legătura directă D (o poartă SI) ieșirea de la B_1 va comuta pe B_4, rezultînd în final stările 0000 (v. tabel 7.6). Căderea de potențial care apare la T_2 din B_4 (în urma comutării) este aplicată la decada următoare (transport de ordin superior).

Tabel 7.6

Nr. impuls	Linia	B_4	B_3	B_2	B_1
7	A	0	1	1	1
8	B	1	0	0	0
9	C	1	0	0	1
10	D	0	0	0	0

Un alt mod de realizare a unui numărător binar în baza zece este cel realizat cu porți logice (SI) ca în figura 7.10, *b*, unde bistabilii au fost reprezentați în ordinea B_4, B_3, B_2, B_1 (ca în tabelul 7.5). Se vede că după a zecea numărătoare ieșirile B_4, B_3, B_2, B_1 vor fi 1010, adică ieșirile B_4 și B_2 vor fi în 1 logic. Conectînd aceste ieșiri la intrările unei porți SI (fig. 7.10, *b*) a zecea numărare va face ca la ieșirea porții SI să apară 1 logic care alimentează linia reset (comună) și toți bistabilii vor fi aduși la zero. Semnalul 1 de la poarta SI se aplică și la decada următoare pentru a înregistra numărul 10 (transport de ordin superior). Aceste tipuri de numărătoare sînt de tip asincron, cu transport succesiv (deci sînt mai lente) și pot fi realizate și sub formă integrată cu CBB tip R—S sau JK-Master Slave (fig. 7.10, *c*).

La numărătorul din figura 7.10, *c* intrările J—K sînt legate împreună rezultînd o înseriere de bistabili de tip T. Aceste intrări sînt activate și menținute în 1 logic, iar numărătorul memorează cifrele binare 0—15 în mod succesiv, în urma aplicării tactului la primul bistabil.

Pentru a mări frecvența de lucru se apelează la *numărătoare sincrone* cu transport paralel, caracterizate printr-o complexitate mai mare decît cele cu transport succesiv (fig. 7.11, *a*, *b*). Într-un numărător sincron toți bistabilii sînt controlați de un același impuls de tact (fig. 7.11). Pentru a face ca numărătorul să numere în sistem zecimal sînt introduse anumite porți NAND și inversoare așa cum se vede în figura 7.11, *a*, *b*.

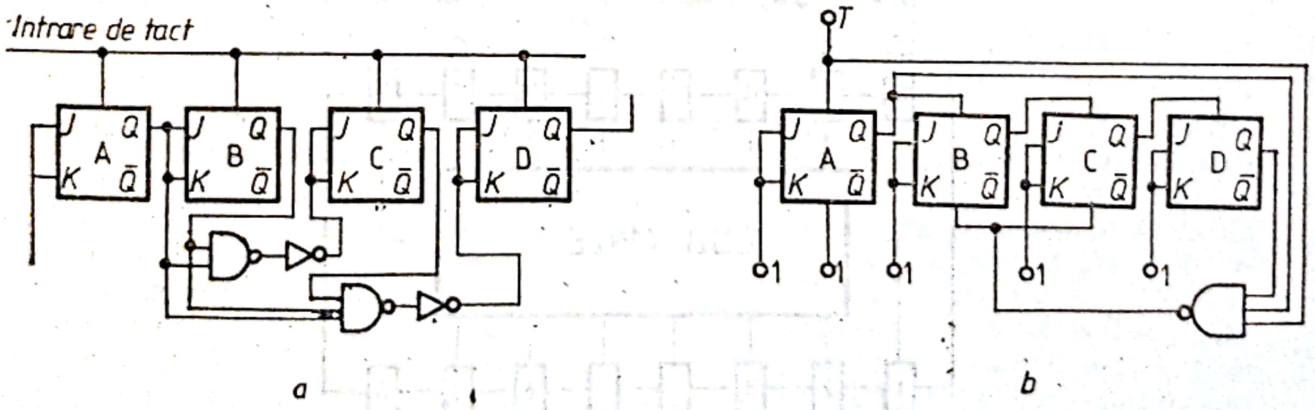
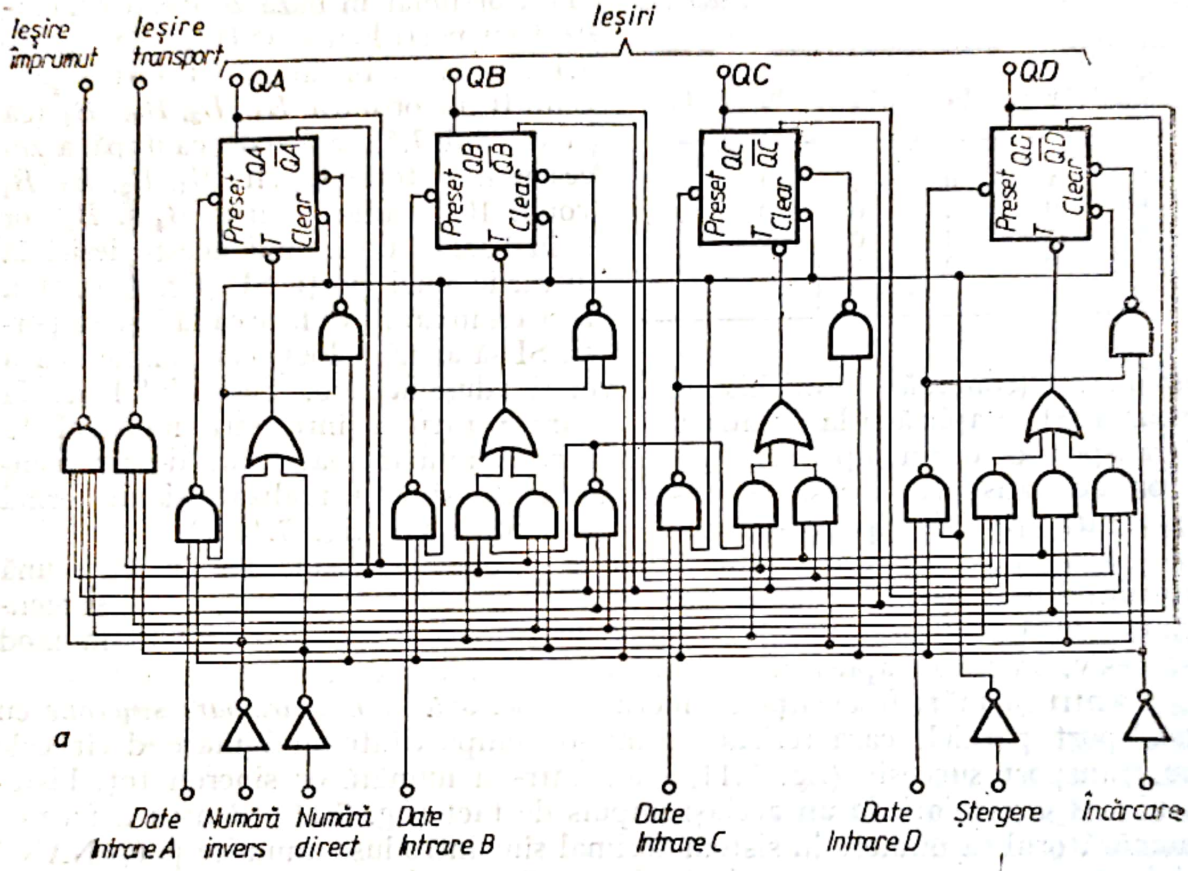


Fig. 7.11

Din cele arătate se vede că numărătoarele sînt circuite logice secvențiale care memorează numărul de impulsuri aplicate la intrare. Pe lîngă funcția de numărare (și memorare) ele îndeplinesc și funcția de divizare de un nu-

Scanned with OKEN Scanner

măr de ori a frecvenței impulsurilor de la intrare. Dacă numărătorul este astfel conceput încît la aplicarea fiecărui impuls valoarea numărului conținut crește, el se numește *direct;* dacă valoarea numărului conținut scade în urma aplicării impulsurilor, atunci numărătorul se numește *invers*. Numărătorul (sincron sau asincron) care poate îndeplini atît funcția de numărător direct, cît și pe aceea de numărător invers se numește numărător *reversibil* și este caracterizat printr-o schemă electrică complexă. Asemenea numărătoare sincrone reversibile sînt SN54/74192 (respectiv CDB-4192E, fig. 7.12 *a, b*).



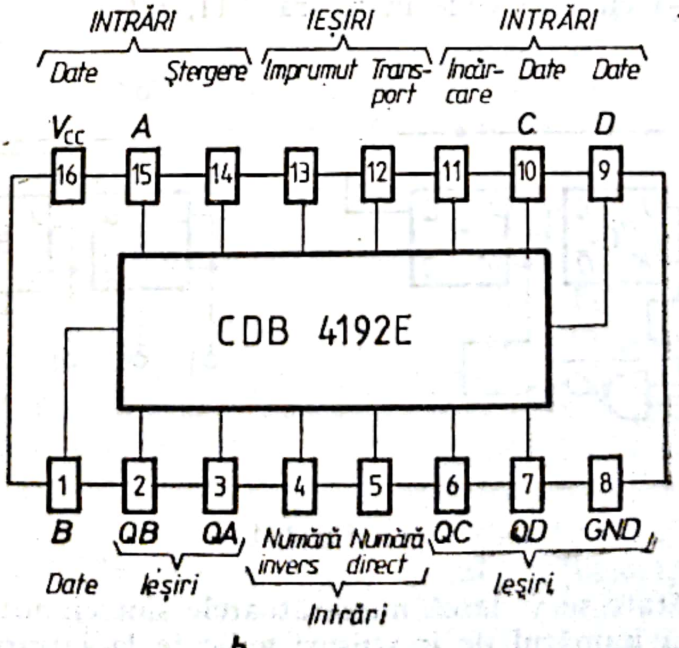


Fig. 7.12

Scanned with OKEN Scanner

În tehnica aparaturii numerice, tehnica de calcul etc., se folosesc diferite sisteme electronice capabile să memoreze temporar o informație și s-o transfere la cerere. Asemenea sisteme, realizate cu circuite bistabile, cu ferite de comutație, cu dispozitive cu cuplare prin sarcină (CCD) etc. care pot să îndeplinească funcțiile cerute mai sus, se numesc **registre**.

Într-un registru A format din n celule bistabile se poate înscrie o informație de forma $A_1, A_2 \ldots A_n$ unde A_i $(i = 1, 2, \ldots, n)$ poate avea valorile 0

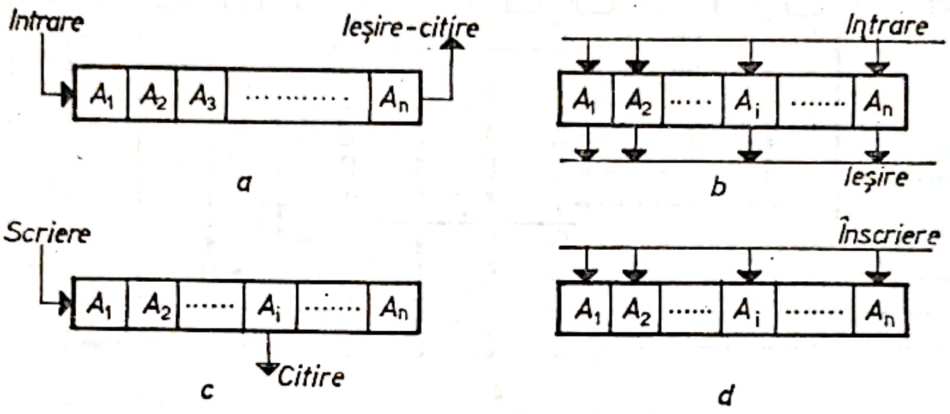


Fig. 7.13

sau 1. În funcție de modul în care se face scrierea și citirea, registrele pot fi de patru feluri:

1) registru-serie, la care informația se introduce succesiv bit cu bit (fig. 7.13, *a*). Scrierea se comandă cu ajutorul impulsurilor de tact, cîte unul pentru fiecare cifră binară (bit);

2) registru-paralel (fig. 7.13, *b*) prevăzut cu circuite de comandă și de transfer care permit ca informația să se scrie simultan pentru toate rangurile;

3) registru serie-paralel, la care informația se introduce bit cu bit și se extrage simultan pentru toate rangurile (fig. 7.13, *c*);

4) registru paralel-serie, la care introducerea datelor se face în paralel (simultan pentru toate rangurile), iar citirea se face în serie bit cu bit (fig. 7.13, *d*).

În figura 7.14, *a* se reprezintă schema logică a unui registru-serie cu patru ranguri realizat cu patru bistabili de tip *JK-MS*. Informația se aplică sub forma unei succesiuni de impulsuri, după ce registrul a fost mai întîi șters cu un impuls S negat, pe intrările R_D ale bistabililor (transformați în bistabili *JK—MS* de tip *D*). La primul impuls de tact, se aplică primul „bit" de informație în primul bistabil. Dacă la intrare apare al doilea bit, impulsul de tact următor va determina deplasarea primului bit în cel de al doilea bistabil, iar noua informație intră în primul CBB și așa mai departe. Astfel, pentru fiecare impuls de tact informația înmagazinată în fiecare bistabil se deplasează la următorul, de aceea aceste registre se numesc **registre de deplasare** (fig. 7.14, *a*, *b*). Pentru citirea informației înscrise în registru, este necesar să se aplice în continuare impulsuri de tact, fiecare din ele avînd ca rezultat deplasarea spre ieșire a biților care au fost înmagazinați, după principiul „primul intrat-primul ieșit" (ca niște mingi într-un tub lung care le conține) (fig. 7.14, *b*).

Scanned with OKEN Scanner

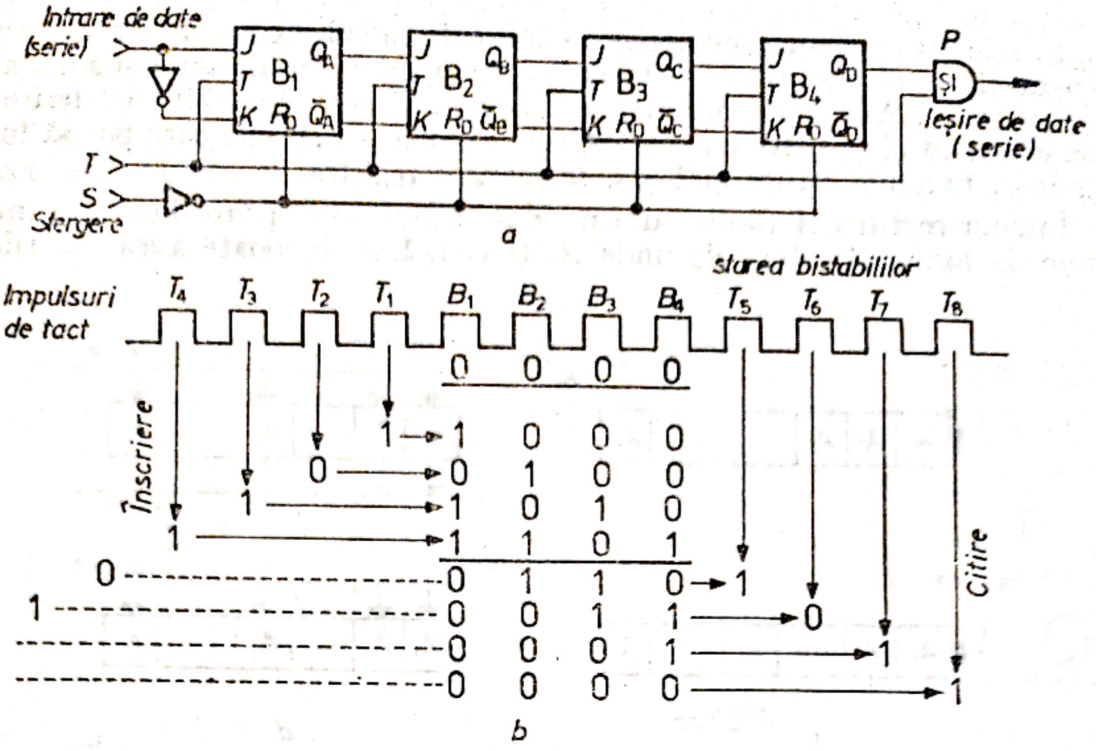
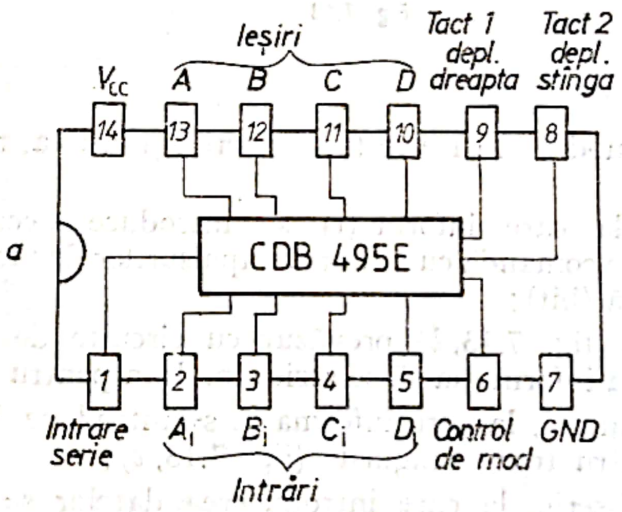


Fig. 7.14



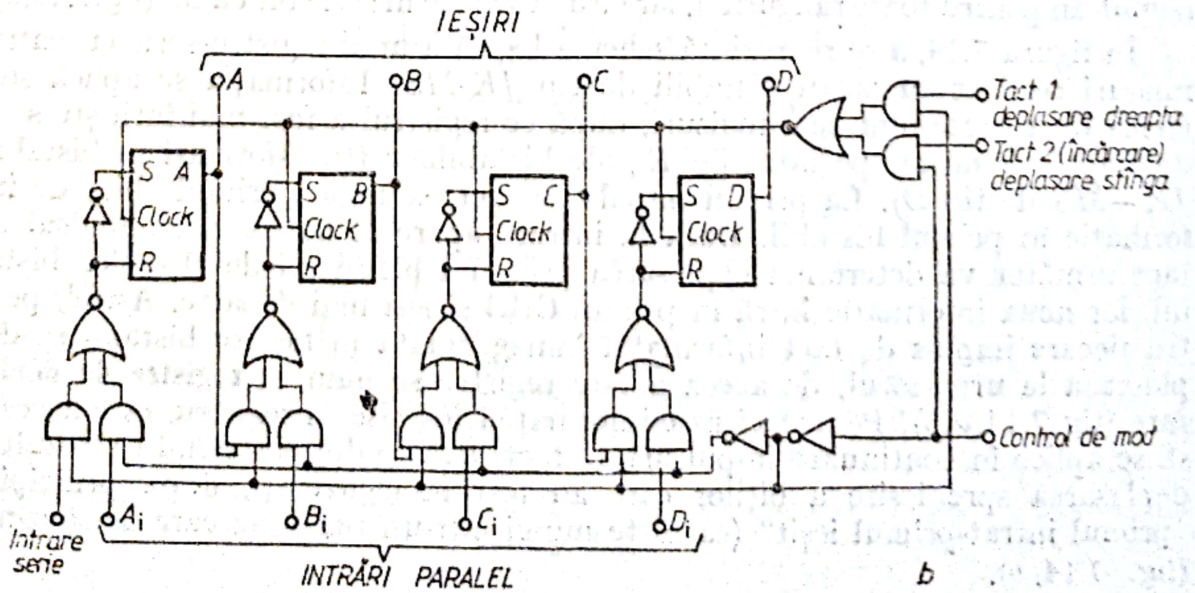
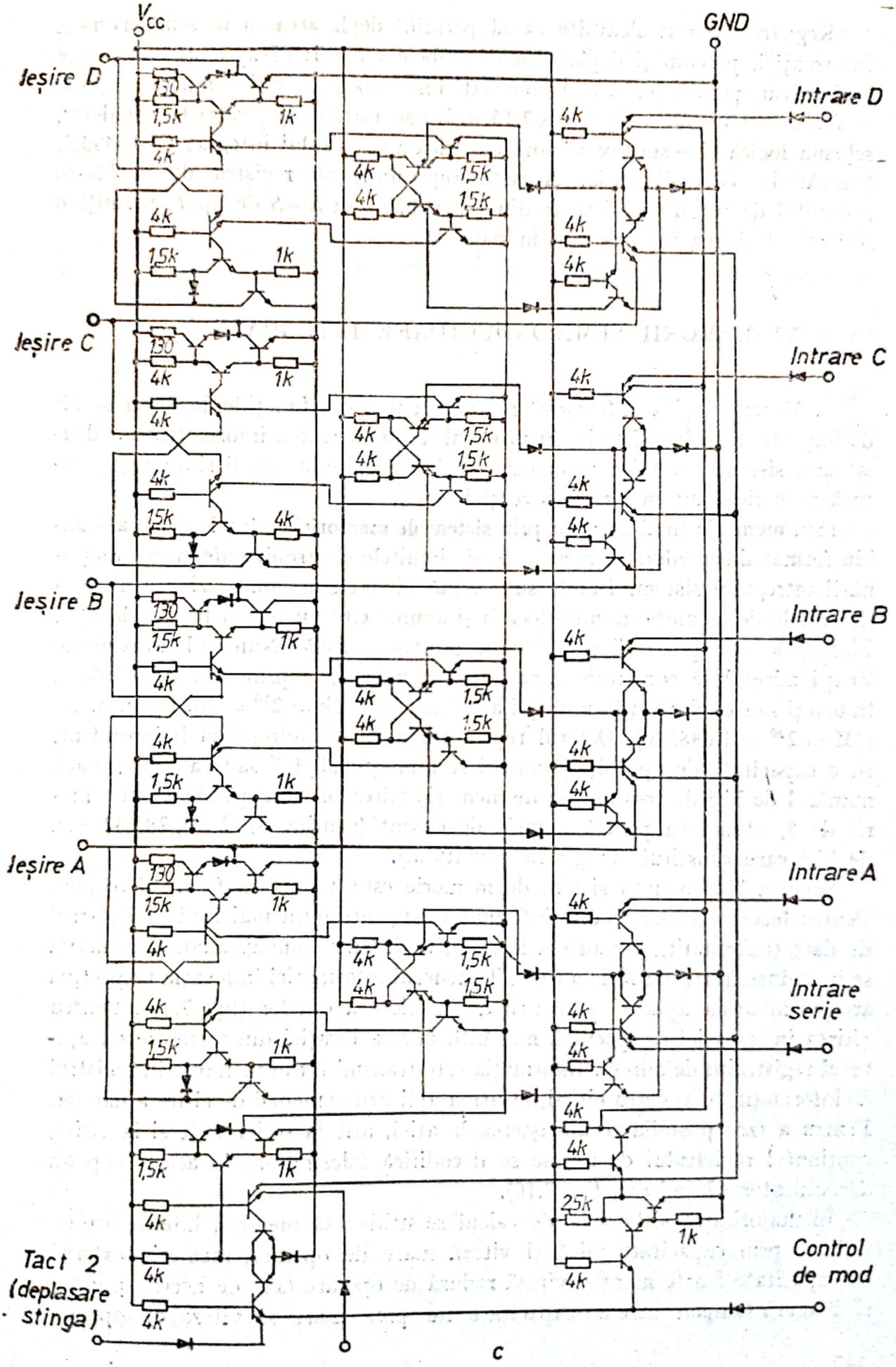


Fig. 7.15 a, b

Scanned with OKEN Scanner



c

Fig. 7.15 c

Scanned with OKEN Scanner

Registrele pot fi alcătuite ca să permită deplasarea și în sens invers a informației, precum și deplasarea în ambele sensuri: dreapta-stînga; aceste registre care permit deplasarea informației în ambele sensuri se numesc *registre de deplasare reversibile*. În figura 7.15, *a*, *b*, *c* se arată configurația terminalelor, schema logică și respectiv schema electrică a circuitului integrat CDB-495E, realizat la IPRS-Băneasa. Aceasta reprezintă un registru de deplasare reversibil de patru biți format din patru bistabili $R—S$ de tip T, permițînd scrierea și citirea în serie sau în paralel.

7.2. MEMORII SEMICONDUCTOARE INTEGRATE

Funcția logică *„Memorie"* reprezintă una din funcțiile logice deosebit de importante și larg folosite în procesul de prelucrare a informațiilor (calculatoare, sisteme cu microprocesoare etc.) și în alte instalații similare (aparatură numerică, automatizări secvențiale etc.).

Prin **memorie** (mai complet prin **sistem de memorie**) se înțelege un ansamblu format din mediul de memorare și circuitele electronice aferente funcționării întregului sistem. Datele sub formă binară sînt înmagazinate în diferite celule de memorie numite locații și anume cîte un bit în fiecare locație. Fiecare locație poate fi identificată printr-o adresă. Numărul maxim de locații adresabile constituie capacitatea memoriei, exprimîndu-se de obicei în octeți sau cuvinte și în multipli acestora: kilo ($1k = 2^{10} = 1024$) sau mega ($1M = 2^{20} = 1.048576$). Octetul reprezintă o locație adresabilă independent, cu o capacitate de opt biți și uneori se numește „byte" sau caracter; dacă numărul de biți dintr-o locație de memorie adresabilă independent este diferit de 8, atunci ea poartă numele de cuvînt (conține 4, 12, 16, 24, 32 etc. de biți care constituie lungimea cuvîntului).

Schema bloc a unui sistem de memorie este redată în figura 7.16 [36]. Pentru înscrierea în memorie informația este introdusă mai întîi în registrul de date (informații), iar adresa locației, unde va fi înmagazinată informația se introduce în registrul de adrese. Transferul informației în locația respectivă are loc în urma aplicării comenzii de înscriere a datelor (fig. 7.16). Pentru citirea informației se specifică mai întîi adresa locației din memorie cu ajutorul registrului de adrese. Informația este transmisă din memorie în registrul de informații, în vederea citirii, în urma aplicării comenzii de citire a datelor. Pentru a face posibilă recunoașterea locației, atît la scriere, cît și la citire, conținutul registrului de adrese se decodifică folosindu-se în acest scop un decodificator (de adrese, fig. 7.16).

În majoritatea sistemelor de calcul se utilizează **memorii interne** caracterizate prin capacitate mică și viteză mare de operare, **memoria externă** de capacitate foarte mare și viteză redusă de operare (sau de acces), precum și **memorii tampon** care au capacitate nu prea mare și viteza de operare

Scanned with OKEN Scanner

comparabilă cu a memoriilor interne. Cele mai utilizate tipuri de memorie sînt cele cu inele sau toruri de ferită și cele cu circuite integrate pentru memoria internă (operativă) și suporturile magnetice în mișcare (discuri magnetice, benzi magnetice) pentru memoria externă. Celule de memorare se pot realiza și cu elemente supraconductoare (criotroni), dispozitive ovonice[1] cu substanțe amorfe, cu bule magnetice, pe principiile holografiei, înregistrării termomagnetice etc.

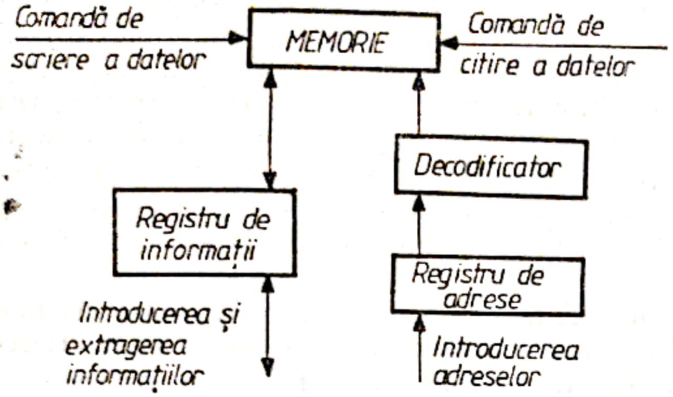


Fig. 7.16

Funcționarea celulelor de memorie cu inele (toruri) de ferită se bazează pe proprietatea acestora de a putea să se afle în două stări de magnetizare complementare, în funcție de sensul curentului care trece prin bucla (bobina) de magnetizare (fig. 7.17). Dacă se asociază bitul „1" unui sens al magnetizării (fig. 7.17, *a*), atunci sensului opus i se asociază bitul „0", deci miezul (torul) magnetic poate să memoreze un bit de informație introdus prin impulsul de curent *I* prin înfășurarea de înscriere; ferita va rămîne în starea respectivă de magnetizare pînă la sosirea unui impuls de sens contrar (fig. 7.17, *b*) numit impuls de citire, care îi inversează sensul de magnetizare. Impulsul de citire („de interogare") conduce la rotirea cu 180° a fluxului magnetic al feritei, fapt care produce apariția unui semnal de tensiune (indusă) într-o altă înfășurare numită conductor (înfășurare) de citire (fig. 7.17, *c*). Ciclul de histerezis al miezurilor de ferite utilizate ca celule de memorie este cît mai dreptunghiular.

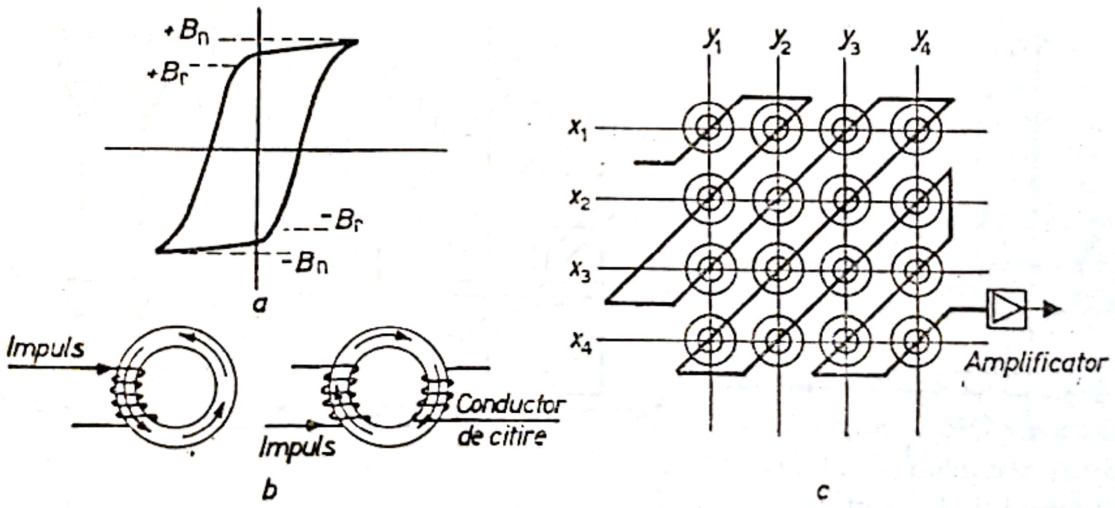


Fig. 7.17

[1] Denumire de la Ovshinsky care a obținut primele dispozitive de memorie cu substanțe (semiconductoare) amorfe în anii 1966—1967.

Înscrierea și citirea biților de informație se face pe principiul selectării locațiilor (inelelor de ferită) prin aplicarea semicurenților la intersecția în care se află ferita considerată. Pentru înscrierea unei informații (starea 1) se aplică cîte un semnal de intensitate $I/2$ (I fiind valoarea curentului care poate comuta ferita), atît pe coloană, cît și pe linia la intersecția cărora se află ferita care va fi comutată sub acțiunea cîmpului produs de curenții $I/2 + I/2 = I$ (cîmpurile sînt și ele aditive); celelalte ferite fiind acționate de cîmpuri date de $I/2$ nu își vor schimba starea de magnetizare. Interogarea feritelor se face în mod similar sub comanda impulsurilor de sens contrar, de valori $I/2$ și $I/2$ (la intersecție), semnalul indus fiind „citit" cu ajutorul unui conductor de citire comun (fig. 7.17, *c*). În urma citirii informația stocată s-a șters, deci asemenea memorii sînt *memorii destructive* (prin citire informația se pierde).

Viteza de comutare crește dacă diametrul inelelor de ferite este cît mai mic (volumul feritei este mic). În acest caz înfășurările (bobinele) de înscriere-citire se reduc la cîte un singur conductor (fig. 7.17, *c*).

Actualmente cele mai utilizate tipuri de memorii operative sînt memoriile integrate semiconductoare realizate cu circuite basculante bistabile organizate matricial (fig. 7.18, *b*). Se vede că liniile de adresare X sînt conectate la fiecare rînd de CBB, liniile de adresare Y sînt conectate la fiecare coloană, iar conexiunile de „scriere-citire" sînt conectate — prin intermediul unor porți logice — în paralel la toate circuitele bistabile.

Elementele active din CBB ale memoriilor semiconductoare pot fi tranzistori bipolari (de regulă de tip $n-p-n$), tranzistori MOS și mai rar alte elemente active (tiristori, diode tunel, criotroni etc.).

Tranzistorii bipolari utilizați în CBB din memoriile monolitice de tip TTL sînt de regulă tranzistori multiemitor (fig. 7.18, *a*). Cîte un emitor din

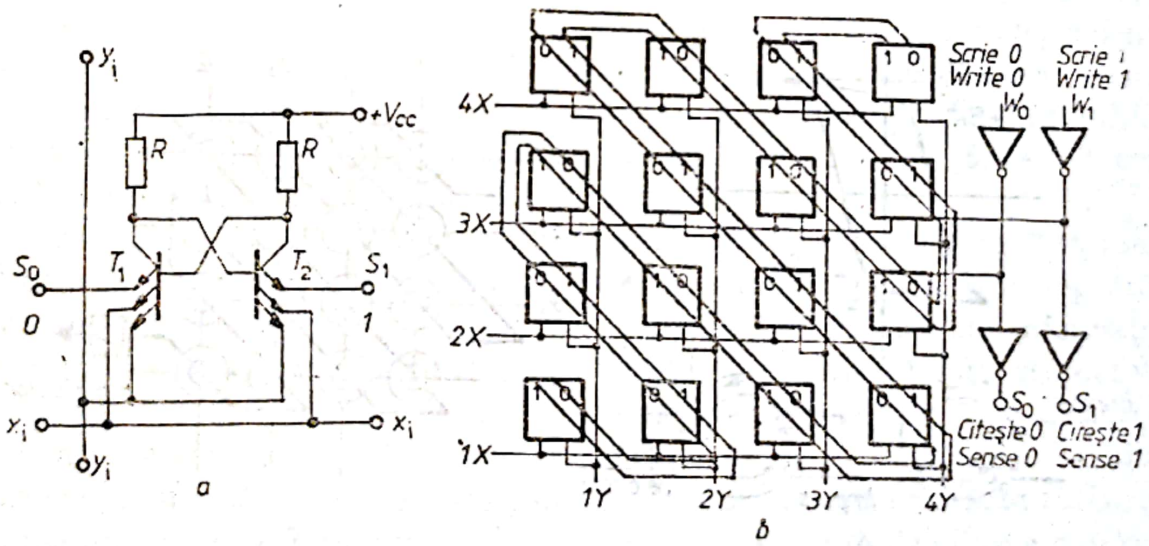


Fig. 7.18

fiecare tranzistor este folosit pentru linia de selecție X_i și cîte unul pentru linia Y_i. Cel de al treilea emitor al tranzistorilor este legat la liniile de scriere-citire S_0 și S_1 fiind folosit pentru introducerea sau sesizarea biților de informație.

Ca și în memoriile cu ferite informația se scrie (și se citește) la „coincidența" liniilor și coloanelor. La înregistrare liniile X și Y corespunzătoare sînt acti-

Scanned with OKEN Scanner

vate adică sînt aduse la nivel logic 1. CBB aflat la intersecție se află sub controlul liniilor de citire-scriere și este adus în starea cerută prin aplicarea, la terminalele S_0 sau S_1, a unui semnal logic, fie pentru a scrie „1", fie pentru a scrie „0" forțînd blocarea sau aducerea în conducție (la saturație) a tranzistorului T_1 sau T_2 (corespunzător bitului de memorat). Apoi liniile X și Y sînt readuse la 0 logic (se aplică nivel scăzut), iar CBB rămîne în această stare avînd informația înmagazinată.

La citire CBB (de la intersecție) este din nou activat prin aducerea liniilor X și Y corespunzătoare la nivel 1 logic prin aplicarea unui nivel înalt de tensiune. Atunci curentul care trece prin tranzistorul în stare de conducție este deviat de la liniile de adresare către liniile de citire-scriere respective și curge către ieșirea de citire corespunzătoare; starea bistabilului este determinată de ieșirea care devine 0 sau 1. Citirea nu este distructivă (celula păstrînd informația stocată) dar spre deosebire de memoriile cu ferite, memoriile cu bistabili necesită un consum continuu de energie în vederea păstrării informației, deci memoria este *volatilă* (se șterge dacă circuitele nu sînt alimentate electric).

La I.P.R.S. Băneasa se fabrică memoria integrată CDB-481E de tip citește/scrie de 16 biți, cu acces aleatoriu deci de tip RAM (Random Access Memory)[2] (fig. 7.18, *b* și fig. 7.19, *a*, *b*). Aceasta este o memorie cu adresare directă și citire nedestructivă avînd timp de citire de 20 ns.

În ultimii ani memoriile integrate realizate cu tranzistori MOS au căpătat o foarte mare aplicabilitate datorită faptului că sînt mai ieftine, tehnologic mai ușor de realizat, ocupă un volum de circa 5—6 ori mai mic etc.; viteza lor de lucru și timpii de acces sînt întrucîtva mai slabi decît în cazul memoriilor cu tranzistori bipolari, în schimb consumul lor este cu mult mai mic. Celulele de memorie cu tranzistori MOS se organizează de asemenea matricial (ca în figura 7.18, *b*), iar înscrierea și citirea biților se face la „intersecție" ca la orice matrice de memorie.

Memoriile MOS pot fi de tip *static* sau de tip *dinamic*. În figura 7.20, *a* este redată schema unei celule de memorie statică realizată cu tranzistori MOS. Tranzistorii T_1 și T_2 sînt tranzistorii de activare (de citire-scriere) a bistabilului format din T_3 și T_4, iar tranzistorii T_5 și T_6 sînt „tranzistori" de sarcină („rezistențe" MOS). Deoarece unul din tranzistorii bistabilului (T_3 sau T_4) se află mereu în conducție, consumul de energie este important atingînd cam 500 mW pentru o memorie de 1 kbit. Consumul se reduce apreciabil (pînă la circa 1 mW/1kbit) dacă se utilizează tranzistori MOS complementari (tehnologia CMOS).

Cu tranzistori MOS se pot realiza și memorii dinamice care folosesc efectul de înmagazinare și păstrare a informației în condensatorul MOS format din poarta și sursa tranzistorului MOS. O asemenea celulă de memorie dinamică MOS este reprezentată în figura 7.20, *b*. Se presupune că informația este înregistrată sub forma sarcinii care încarcă condensatorul C_1, deci poarta lui T_1 va fi activată. Pentru citirea informației se aplică semnal înalt (1 logic) pe linia X; în acest caz T_3 și T_4 vor fi puși în conducție (semnal pe poartă). Cum T_1 este în conducție, linia bit asociată lui T_1, împreună cu T_3 sînt par-

[2] La orice tip de memorie RAM se poate selecta orice locație (deci aleatoriu) de aceea memoriile de mai sus ar trebui denumite (mai corect, dar mai greoi!) RWM (Read-Write-Memory).

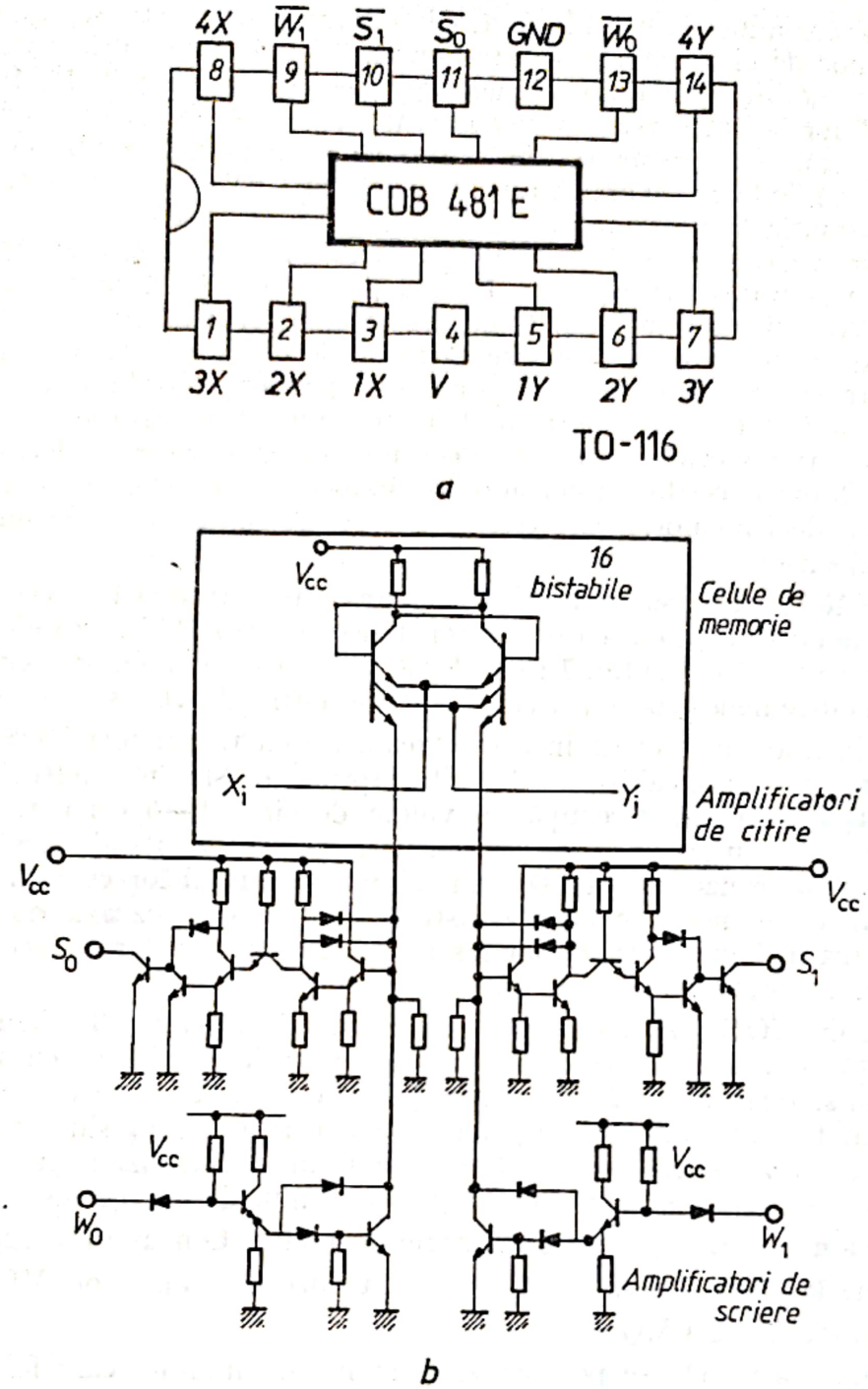


Fig. 7.19

curse de un curent important, sesizat de circuitul de citire. Pentru înscrierea informației datele (informația) sînt transmise liniilor bit Y în timp ce linia X este la nivel logic 1. În acest timp curentul prin T_3 și T_4 forțează bistabilul să treacă în starea dorită.

În figura 7.20, *c* se arată o celulă dinamică realizată numai cu trei tranzistori MOS. Informația este stocată în condensatorul C_s asociat porții tranzistorului T_2. Informația (datele) poate fi înscrisă în C_s prin poarta de transmisie formată de T_1. Informația de înscris se aplică la linia Y, iar linia X' de

Scanned with OKEN Scanner

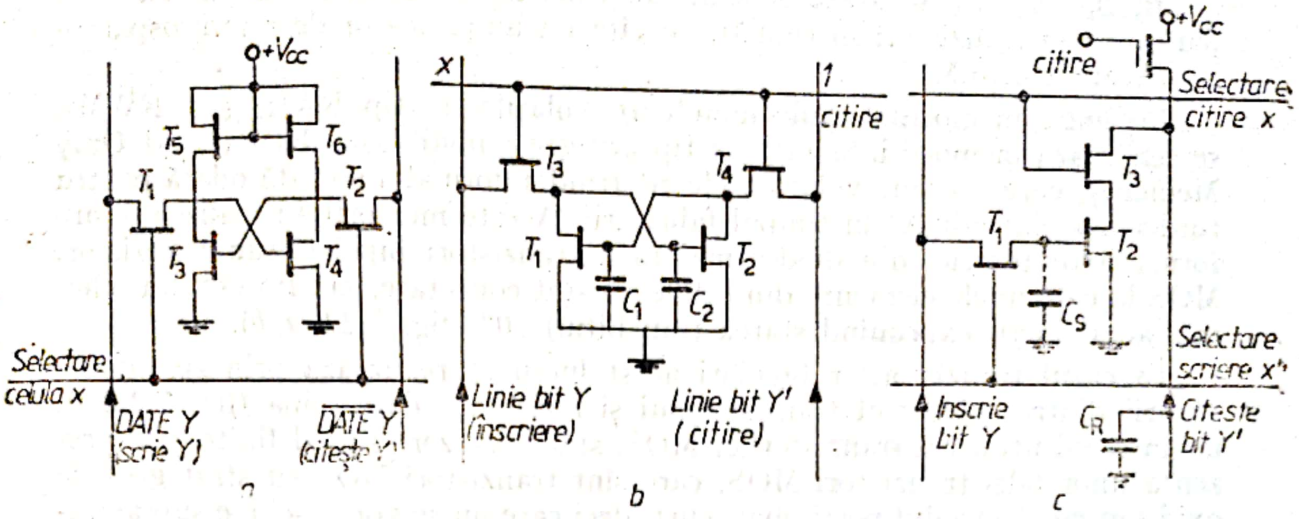


Fig. 7.20

înscriere este activată (se aplică 1). Pentru a citi informația din celulă, linia bit Y' este activată prin aplicarea semnalului Φ de deschidere a tranzistorului T_s (și deci și a lui T_3) care este pus în conducție prin aplicarea lui 1 la selector citire X. În acest caz prin linia de bit Y' apare semnal 0 (se descarcă la zero), numai dacă în C_s era bitul 1 ; în caz contrar, linia Y' rămîne la potențial înalt. Se vede că linia de citire Y' conține complementul logic al informației din celulă.

Deși citirea este nedestructivă, totuși datorită scurgerii de sarcină din C_s (prin joncțiunea asociată din T_1) este posibil ca sarcina stocată în C_s să se micșoreze și informația să fie alterată sau chiar distrusă. Se impune astfel ca informația conținută în C_s să fie regenerată periodic. Aceasta se face prin citirea conținutului celulei și transferul acesteia — prin intermediul liniei de citire Y' — la un amplificator la care se aplică după ce a fost inversată, deci complementată. Din amplificator, informația este aplicată din nou la linia Y de scriere prin activarea simultană și a liniei Y' (v. și fig. 7.21). Circuitul de amplificare care efectuează aceste operații se numește amplificator de reîmprospătare. Pentru fiecare coloană din matricea cu celule de memorie dinamică MOS există cîte un amplificator de citire — reîmprospătare a informațiilor (fig. 7.21).

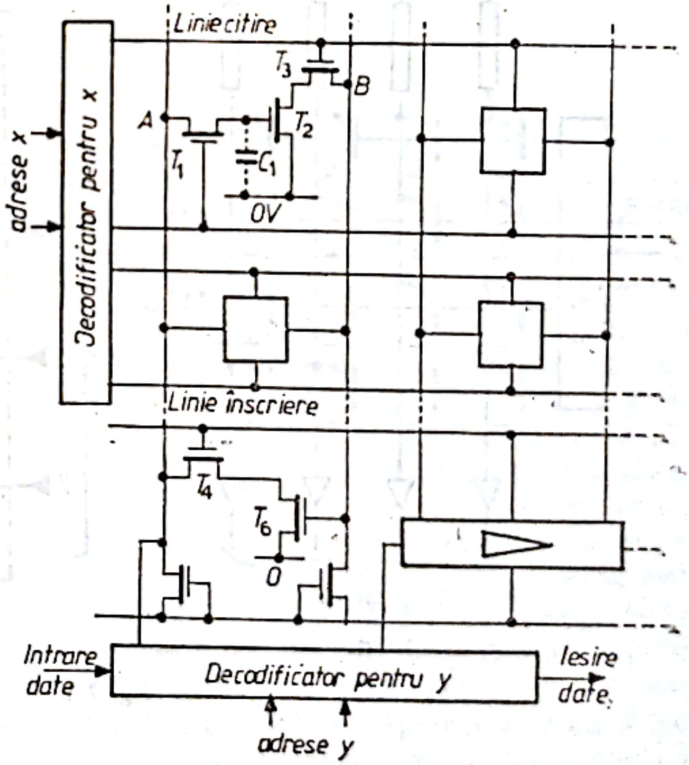


Fig. 7.21

În figura 7.21 se arată schema unei matrici de memorie dinamică MOS (cu cîte trei tranzistori în celulă), cu cîte un amplificator de reîmprospătare pe fiecare coloană.

Pe lîngă memoriile semiconductoare volatile de tip RAM (sau RWM), se realizează memorii integrate de tip „citește numai" sau ROM (Read Only Memory), care nu sînt volatile, ele păstrînd informația stocată odată pentru totdeauna „introdusă" în timpul fabricării. Aceste memorii se realizează sub forma unor matrici din diode (mai rar), tranzistori bipolari sau tranzistori MOS la care unele elemente din celule nu sînt conectate, sau lipsesc din schemă, acest lucru exprimînd starea (sau bitul) „0" (fig. 7.22, *a*, *b*).

În cazul tranzistorilor bipolari acest lucru se realizează prin absența legăturii dintre colectorul tranzistorului și rezistența de sarcină (fig. 7.22, *a*), iar în cazul utilizării tranzistorilor MOS, stările de zero sînt definite prin prezența unor falși tranzistori MOS, care sînt tranzistori MOS cu strat gros de oxid sau cu electrodul porții mai scurt, deci care nu se vor deschide sub acțiunea semnalelor externe (fig. 7.22, *b*). Asemenea memorii sînt folosite pentru generarea de caractere alfanumerice în tuburile catodice de afișare în tehnica de calcul, în conversia de cod, în înregistrarea unor rutine pentru programele ciclice de calcul a unor funcții sau constante matematice în calculatoare etc. Ele pot fi deci utilizate de mai multe ori fiind adresabile ca orice matrice de memorie, prin circuite decodificatoare. Deoarece nu sînt volatile și nu conțin circuite de înscriere a datelor, aceste memorii sînt mai simple și permit o

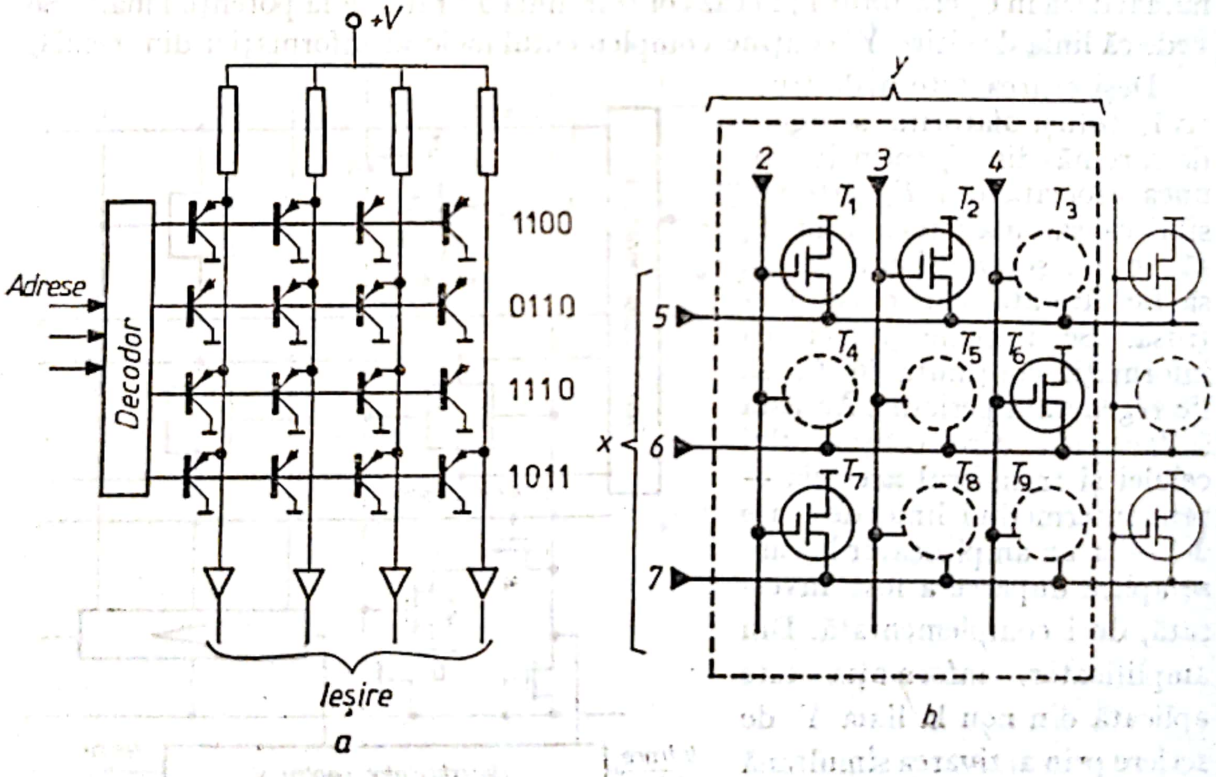


Fig. 7.22

densitate mare pe cip; au putut fi astfel realizate memorii ROM în tehnologia MOS de 16 K, 64 K și chiar 92 K sau mai mari; cu tranzistori bipolari au fost obținute memorii ROM de 4;16 și 32 K cu timpi de acces sub 100 ns.

Pentru a lărgi gama de aplicare a memoriilor de tip ROM au fost realizate *memorii programabile* chiar de utilizator conform scopului urmărit;

Scanned with OKEN Scanner

aceste memorii se numesc **PROM (Programmable Read Only Memory)** și reține informația introdusă pe baza modificării unor legături electrice direct pe cip. În tehnologia memoriilor PROM bipolare, toți tranzistorii din matrice sînt conectați prin unele conexiuni fuzibile ca în figura 7.23, *a*, *b*, deci peste tot există starea. 1. Programarea memoriei se face cu ajutorul unui dispozi-

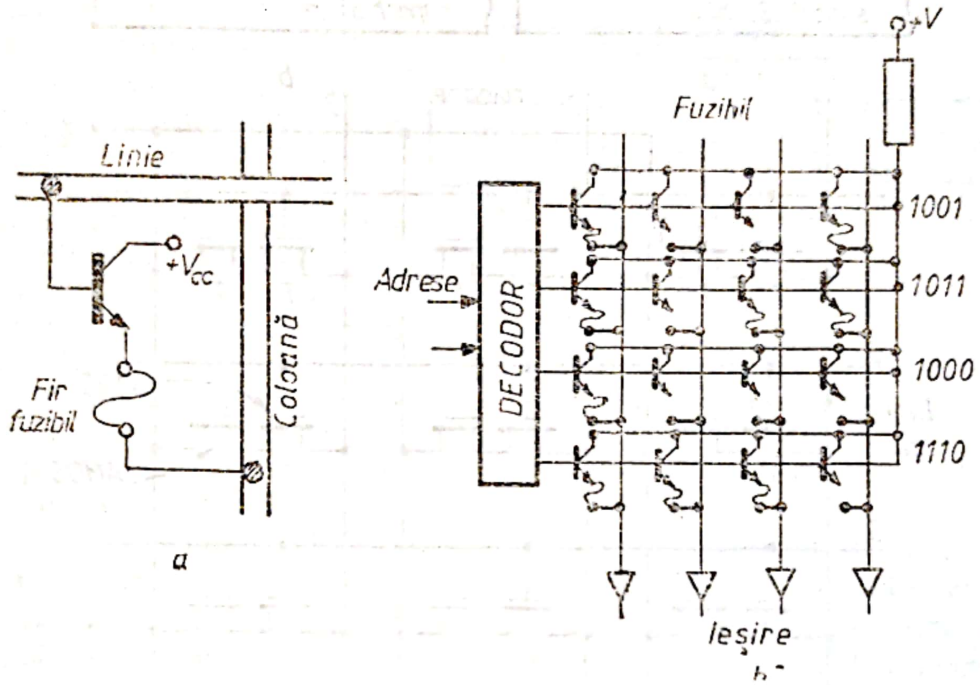


Fig. 7.23

tiv special de programare (de „ardere" a memoriei), comandat prin calculator, care provoacă arderea anumitor fuzibile (conform programului) prin trecerea unui tren de impulsuri de curent (0,5÷1, A). Evident că o asemenea matrice nu poate fi programată decît o singură dată de către utilizator.

Au fost realizate și sînt deosebit de utile — mai ales în sistemele cu microprocesoare — memoriile ROM care pot fi șterse și programate de mai multe ori denumite **memorii REPROM** sau **EPROM (Erasable PROM)**. Asemenea memorii sînt realizate cu matrici de tranzistori MOS (fig. 7.24, *c*) pe principiul porții flotante sau FAMOS (Floating Gate Avalanche Injected MOS). Tranzistorii MOS din matricea EPROM nu au electrod extern, poarta fiind izolată într-un strat de SiO_2 (fig. 7.24, *a*, *b*). Pentru programarea unei celule, se aplică între sursă și drenă o tensiune mare (de circa 30V) care produce o străpungere (reversibilă) prin avalanșă a joncțiunilor p^+sursă-n suport și n suport-p^+drenă. Electronii fiind puternic accelerați pot străpunge stratul de oxid și o parte din aceștia vor forma o sarcină negativă pe poartă producînd astfel polarizarea normală a tranzistorului p-MOS considerat; ca urmare a sarcinii negative pe poartă, între sursă și drenă va apare un canal p pe seama purtătorilor minoritari extrași din adîncimea semiconductorului și tranzistorul lucrează normal (fig. 7.24, *b*). Datorită bunei izolări cu SiO_2 a porții sarcina stocată pe ea poate rămîne acolo timp de 5—10 ani sau mai mult, deci memoria este practic nevolatilă.

În vederea reprogramării celulelor de memorie cu poartă flotantă, se supune matricea cu tranzistori FAMOS la iradierea cu radiații ultraviolete (deoa-

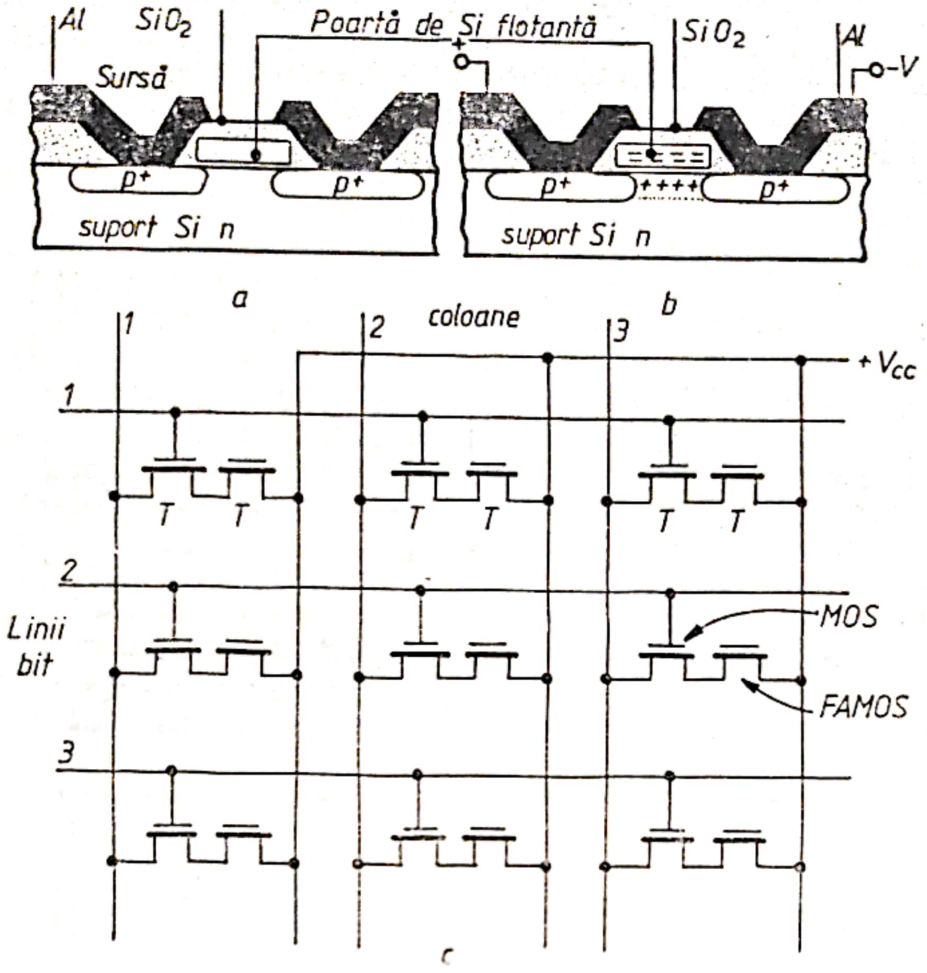


Fig. 7.24

rece poarta nu este electric accesibilă!) care provoacă îndepărtarea sarcinii stocate (in corpore pentru întreaga matrice) și memoria este gata de a fi încărcată cu alte informații; în acest scop circuitul integrat EPROM este prevăzut cu o fereastră de cuarț pentru accesul radiațiilor ultraviolete.

7.3. MICROPROCESOARE. ARHITECTURĂ INTERNĂ

7.3.1. CALCULATOARE ELECTRONICE NUMERICE. CONSIDERAȚII GENERALE

Există multe asemănări între un microprocesor și un calculator sau microcalculator electronic. Pentru a evidenția deosebirile între cele două sisteme se prezintă mai întîi unele noțiuni privind calculatoarele electronice numerice.

Deși comportă o mare varietate, schema bloc simplificată a oricărui calculator numeric conține neapărat cîteva blocuri de bază, reprezentate în figura 7.25. Dintre acestea unele cum sînt magistralele, registrele, sistemul de memorie (de tip ROM, EPROM, RAM) au fost analizate anterior (v. fig. 7.16).

Unitățile de intrare și cele de ieșire (Input/Output), împreună cu echipamentele periferice constituie sistemul de comunicație dintre calculator și

Scanned with OKEN Scanner

mediul înconjurător (operator). Ele sînt de tip claviatură (tastatură), perforatoare și lectori de cartele și de benzi perforate, imprimante rapide, dispozitive de afișare cu tub catodic (de tip DAF), benzi magnetice (inclusiv pentru memoria externă) și altele.

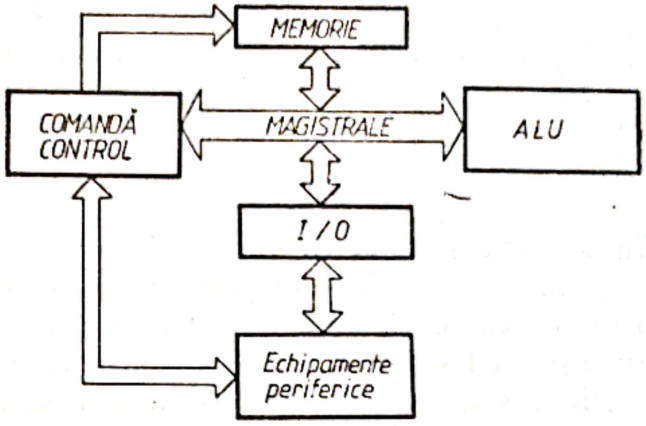


Fig. 7.25

Sistemul de comandă al calculatorului electronic are legături aproape cu toate celelalte blocuri ale calculatorului și asigură îndeplinirea riguros automatizată a tuturor operațiilor de lucru în calculator începînd cu introducerea datelor și terminînd cu extragerea rezultatelor și organizarea controlului lucrului calculatorului. Sistemul de comandă, prin dispozitivele sale, asigură următoarele funcții principale: să introducă în mod automat în calculator programele și datele inițiale, să preia instrucțiunile din memorie în ordinea indicată de program, să descifreze conținutul instrucțiunii și să dea comenzile corespunzătoare, să stabilească traseele canalelor de comunicație din interiorul blocurilor funcționale ale calculatorului și între aceste blocuri, să asigure ordinea secvențială a evenimentelor (pașii) din calculator, să asigure controlul, de către operator a efectuării programelor și tuturor altor activități ale calculatorului.

Principalul bloc care intră în alcătuirea calculatoarelor numerice este **unitatea aritmetică de calcul (Logic)** sau **ALU** (Aritmetic Logic Unit) cu care se efectuează diferitele operații aritmetice și logice în calculator. Operația fundamentală efectuată de calculatoarele electronice este adunarea. Operația de scădere se reduce la adunarea primului termen (al descăzutului) cu complementul (în binar) al celui de al doilea termen (al scăzătorului). Înmulțirea se face prin adunări succesive, iar împărțirea prin scăderi succesive. Orice problemă sau operație matematică complexă se poate reduce (printr-o programare adecvată) la cele patru operații fundamentale, deci în ultimă instanță la adunare. Iată de ce dispozitivul care efectuează adunarea în calculator așa numitul **sumator** reprezintă unul dintre dispozitivele cele mai importante ale unității aritmetice și logice. Unitatea aritmetică mai conține — pe lîngă sumator — și cîteva registre speciale, combinații dintre un registru și un sumator, numărătoare etc.

Un sumator este un circuit logic combinațional format din două circuite SAU-EXCLUSIV (XOR) care joacă rolul de **semisumatoare.** După cum s-a arătat, cu ajutorul circuitului XOR (fig. 6.20, *e*) se poate efectua operația de adunare $a \oplus b$ (a modulo doi b) adică operația (v. 6.2.22)

$$a \oplus b = (a + b)\,\overline{(a \cdot b)}. \qquad 7.3.1$$

Acest circuit (fig. 6.20, *e*) efectuează adunarea (în binar) dar nu asigură transportul; denumirea corectă de semisumator trebuie atribuită unui astfel de circuit completat cu posibilitatea de a efectua transportul T (fig. 7.26, *a*).

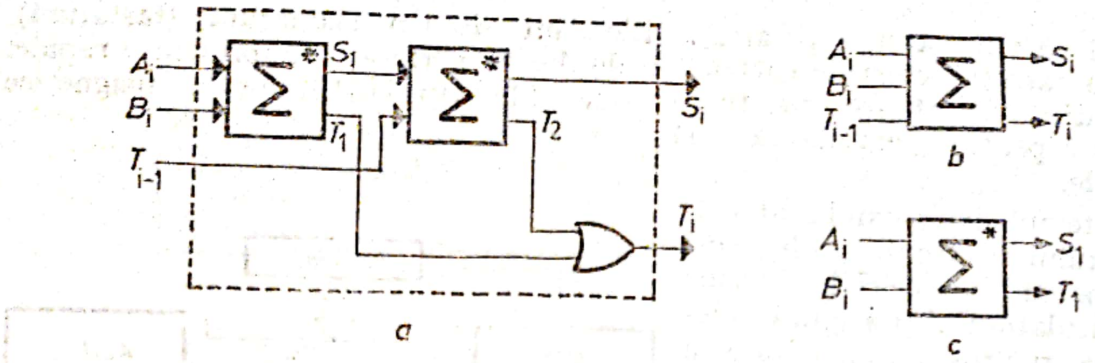


Fig. 7.26

În această schemă S_i reprezintă rezultatul adunării, iar T_i — reprezintă transportul. Regula transportului (la un rang superior) pentru adunare este următoarea: dacă unul din numerele adunate conține un 1, sumatorul produce suma 1 și nu dă nimic la transport; dacă amîndouă numerele (de un bit) conțin 1 sumatorul produce echivalentul binar al lui 2 adică 10, format din suma 0 și transportul 1 în coloana următoare, conform tabelului de adevăr din tabelul 7.7 (v. și tabel 7.1).

Tabel 7.7

a	b	S	T
0	0	0	0
0	1	1	0
1	0	1	0
1	1	0	1

Ținînd seama de regulile algebrei booleene se vede că tabelul de adevăr 7.7 satisface ecuațiile logice (v. și 6.2.22):

$$S = (a + b)(\bar{a} + \bar{b}) \qquad 7.3.2$$

și

$$T = (a + b)(a + \bar{b})(\bar{a} + b) = ab + ab = ab. \qquad 7.3.3$$

Rezultă de asemenea că (v. și formulele lui De Morgan)

$$\overline{T} = \overline{ab} = \bar{a} + \bar{b}. \qquad 7.3.4$$

Atunci 7.3.2 se poate scrie ca

$$S = (a + b)\,\overline{T}. \qquad 7.3.5$$

Prin combinarea a două semisumatoare se obține sumatorul propriu-zis care asigură adunarea a două numere în binar, ținînd seama și de transportul anterior. Astfel, la efectuarea adunării în binar a numerelor:

$$\begin{array}{l} a_{i+1}\, a_i\, a_{i-1} \ldots + \\ \underline{b_{i+1}\, b_i\, b_{i-1} \ldots} \\ S_{i+1}\, S_i\, S_{i-1} \ldots \end{array} \qquad 7.3.6$$

la poziția i trebuie să fie efectuată operația

$$a_i + b_i + T_{i-1} = T_i S_i, \qquad 7.3.7$$

în care T_{i-1} este transportul provenit din adunarea de la poziția $i - 1$, iar T_i este transportul generat la rangul i, către rangul superior. Tabelul de adevăr al acestei operații, în cazul sumatorului, este redat în tabelul 7.8.

Scanned with OKEN Scanner

Schema logică realizată pe baza tabelului de adevăr (tabel 7.8) și a ecuațiilor logice corespunzătoare acestuia, precum și simbolul sumatorului sînt reprezentate în figura 7.26, *a*, *b*; în figura 7.26, *c* se arată simbolul pentru semisumator. Se vede din figura 7.26 *a* că sumatorul este alcătuit din două semisumatoare plus o poartă SAU.

Tabel 7.8

a_i	b_i	T_{i-1}	T_i	S_i
0	0	0	0	0
0	0	1	0	1
0	1	0	0	1
0	1	1	1	0
1	0	0	0	1
1	0	1	1	0
1	1	0	1	0
1	1	1	1	1

Sumatoarele pot fi de tip serie sau de tip paralel. La cele de tip serie operația 7.3.7 este efectuată pe rînd, la fiecare poziție (pentru fiecare bit). La sumatorul de tip paralel operațiile decurg mai rapid dar este necesar echipament de calcul suplimentar. La orice tip de sumator sînt necesare de regulă trei registre de date, cîte unul pentru operanzi și unul pentru sumă. Se poate renunța la cel de al treilea registru, rezultatul adunării fiind înscris în registrul primului (sau celui de al doilea) termen, pe măsură ce respectivul termen eliberează respectivul registru; evident, în acest scop este necesar ca lungimea acestui registru să fie mai mare. O asemenea combinație dintr-un registru al unui operand și registrul pentru sumă (și cel de al doilea operand) se numește **acumulator.**

Sumatorul simplu din figura 7.26, *c* permite adunarea a două numere binare *a* și *b* de cîte un singur bit. Un sumator multibit rezultă prin aranajarea în paralel a unui număr de sumatoare complete de un bit (fig. 7.27, *a*). Tot aici sînt figurate și cele trei registre care permit adunarea în binar, cu exemplificarea adunării numerelor 21+7 exprimate în binar:

$$\begin{array}{r} 1\ 0\ 1\ 0\ 1 \\ 0\ 0\ 1\ 1\ 1 \\ \hline 1\ 1\ 1\ 0\ 0 \end{array}$$

Se observă că rezultă 11100 adică echivalentul în binar al lui 28. În figura 7.27, *b* și *c* se reprezintă coonfigurația terminalelor (capsulă MP-117 cu 16 pini) și respectiv schema logică a sumatorului complet de 4 biți CDB-483 E fabricat la I.P.R.S.-Băneasa. Sînt prevăzute ieșiri (Σ—sumă) pentru fiecare bit, al patrulea bit (de ieșire) constituind transportul rezultant (C_4).

După cum s-a menționat, scăderea se face tot cu ajutorul sumatorului, dar mai înainte cel de-al doilea termen va trece printr-un circuit logic de complementare.

Înmulțirea se face prin adunări succesive ale deînmulțitului la înmulțitor numărul de adunări fiind determinat de valoarea înmulțitorului. Aceasta se face cu ajutorul **multiplicatorului** care conține și un acumulator, precum și registrele operanzilor. În exemplul următor este ilustrat algoritmul înmulțirii prin efectuarea sumelor parțiale cu un multiplexor-serie:

```
  1101011
     1001
  1101011   Înmulțirea cu prima cifră a înmulțitorului
  1101011   Primul produs parțial
  0000000   Înmulțirea cu a doua cifră
  1101011   Al doilea produs parțial
  0000000   Înmulțirea cu a treia cifră a înmulțitorului
  1101011   Înmulțirea cu a patra cifră (ultima)
 11110000 11  Produsul
```


Scanned with OKEN Scanner

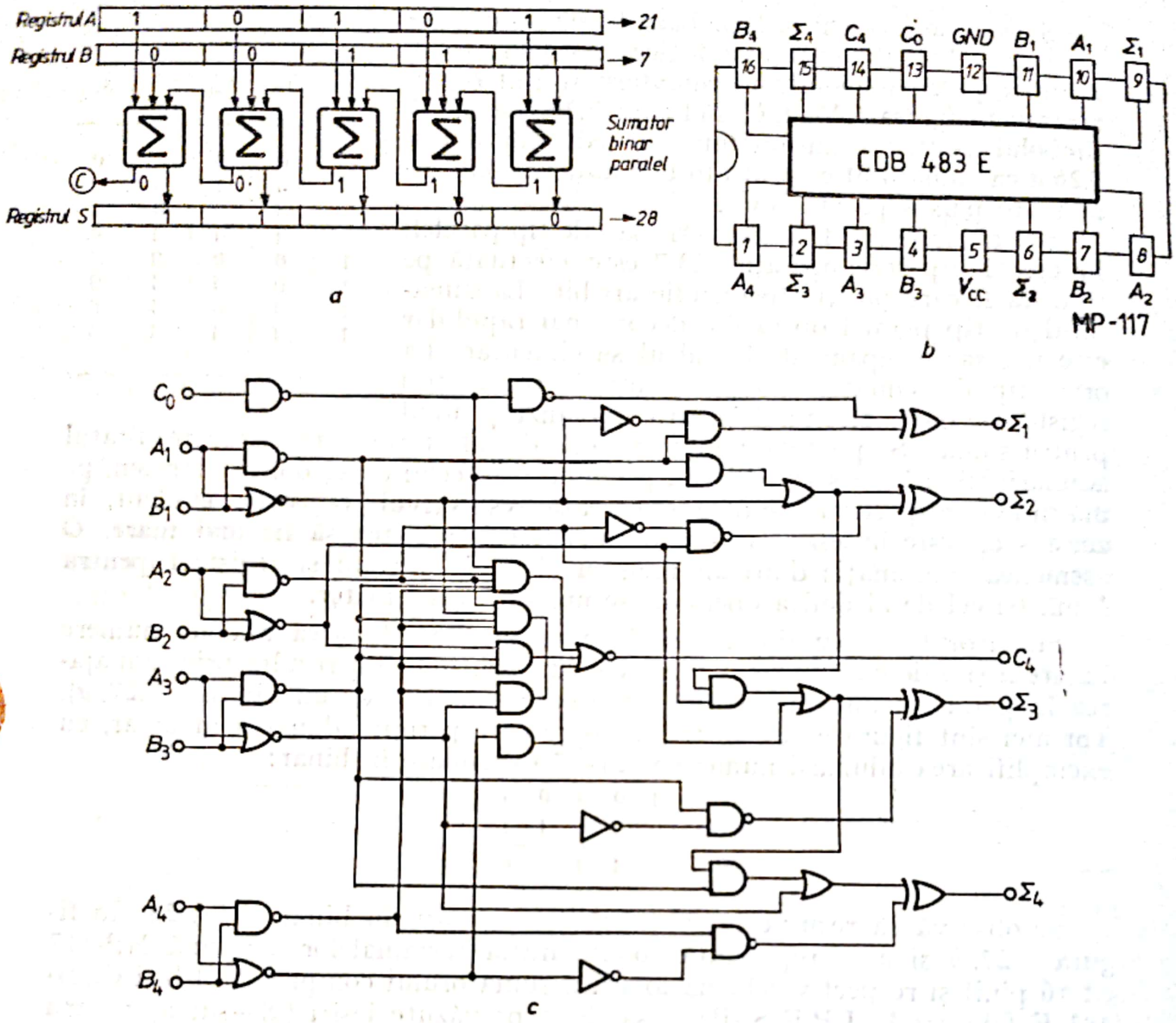


Fig. 7.27

În calculator în loc de a deplasa spre stînga intrările noi, se face deplasarea spre dreapta a primului produs parțial, realizîndu-se același lucru. Deplasarea se face cu un registru de deplasare. Înmulțirea de mai sus se poate face în modul următor:

	1101011 1101011	1 Prima cifră a înmulțitorului
Se deplasează spre dreapta Nu se adună	01101011	0 ... A doua cifră
Se deplasează spre dreapta Nu se adună	001101011	0 ... A treia cifră
Se deplasează spre dreapta	0001101011	
Se adună	1101011	1 ... A patra cifră a înmulțitorului
Produsul:	1111000011	

Împărțirea binară se poate face în calculator prin scăderi succesive folosind evident metoda complementului.

Datorită faptului că efectuează operațiile aritmetice și logice, de multe ori blocul ALU se mai numește și **unitatea centrală de prelucrare** (calcul) sau **CPU (Central Processing Unit)** ori mai pe scurt **Processor.**

7.3.2. ARHITECTURA INTERNĂ A MICROPROCESOARELOR

Aria de aplicare a calculatoarelor electronice și microcalculatoarelor a devenit deosebit de largă, acestea fiind utilizate atît pentru prelucrarea datelor („data processing"), cît și pentru conducerea și controlul automat al diferitelor operații și procese industriale („dedicated control"). Varietatea foarte mare de aplicații a condus la necesitatea unei oarecare standardizări a echipamentelor de calcul sau crearea unui echipament flexibil în ceea ce privește adaptarea la diferite situații cerute de practică. Un asemenea instrument este **microprocesorul** care reprezintă un circuit LSI ce permite efectuarea operațiilor aritmetice și logice în paralel, sub comanda unui program. După cum se vede și din figura care indică „schema bloc" a unui microprocesor (prescurtat μP), (fig. 7.28, *b*) acesta conține unitatea de calcul aritmetic-logic adică procesorul (CPU), unitatea de comandă și control (UCC) care asigură și schimburile de informații cu exteriorul, precum și înlănțuirea și decodificarea instrucțiunilor pe care le primește în vederea executării programului și un număr determinat de registre. Legăturile interne (dintre registre și diferite blocuri) precum și cele externe se fac cu ajutorul magistralelor care pot fi:

1) Magistrala de date (MD) sau DATA BUS, este întotdeauna bidirecțională și servește drept cale de comunicație pentru circulația datelor între microprocesor și memorie (UM), respectiv între μP și circuitele de interfață (CI); capacitatea uzuală a MD este de 8 biți.

2) Magistrala de adrese (MA) sau ADRESS BUS, este unidirecțională și servește la transportul biților ce constituie o adresă de la μP la UM. Este interesant de remarcat că o magistrală de adrese cu capacitatea de 16 biți permite alegerea (prin decodificare și multiplexare) oricăruia dintre octeții unei memorii uzuale de pînă la 64 Koctet.

3) Magistrala de control (MC) transportă semnalele de sincronizare și control între μP și celelalte componente ale sistemului.

La orice sistem de calcul inclusiv la microprocesor totalitatea componentelor electronice fizice (circuite logice, blocuri de comandă etc.) constituie așa numitul **hard** sau **hardware** și se referă la partea de echipament. Pentru sistemele mari de calcul hardul este foarte dezvoltat și complex.

Totalitatea sistemelor de operare matematică și logică prin intermediul programelor și instrucțiunilor constituie **softul** sau **software.** Instrucțiunile și programele în general sînt introduse și înmagazinate în memorii fixe de tip ROM (EPROM) sau PLA (Programable Logic Array) acestea din urmă fiind ROM-uri care nu au un decodificator complet (care ocupă mult din volum și capacitate) ci numai porți SI care permit decodificarea și o utilizare mai completă a capacității memoriei. Acest lucru a permis înlocuirea parțială a hardului prin software cu ajutorul PLA și altor memorii de tip ROM care — sub forma unor circuite integrate ce conțin programe și microinstrucțiuni — sînt interschimbabile și aditive. În cazul microprocesoarelor se apelează mult la programe memorate în ROM-uri și PLA fapt care atribuie sistemului o mare flexibilitate — pentru a fi adaptat la multe situații — deci o universalitate specifică.

Scanned with OKEN Scanner

Structura internă a microprocesoarelor fiind în linii mari oarecum standardizată, în cele ce urmează se va analiza arhitectura internă și modul de lucru la cel mai reprezentativ și popular microprocesor și anume la INTEL 8080 (fig. 7.28, *a*, *c*).

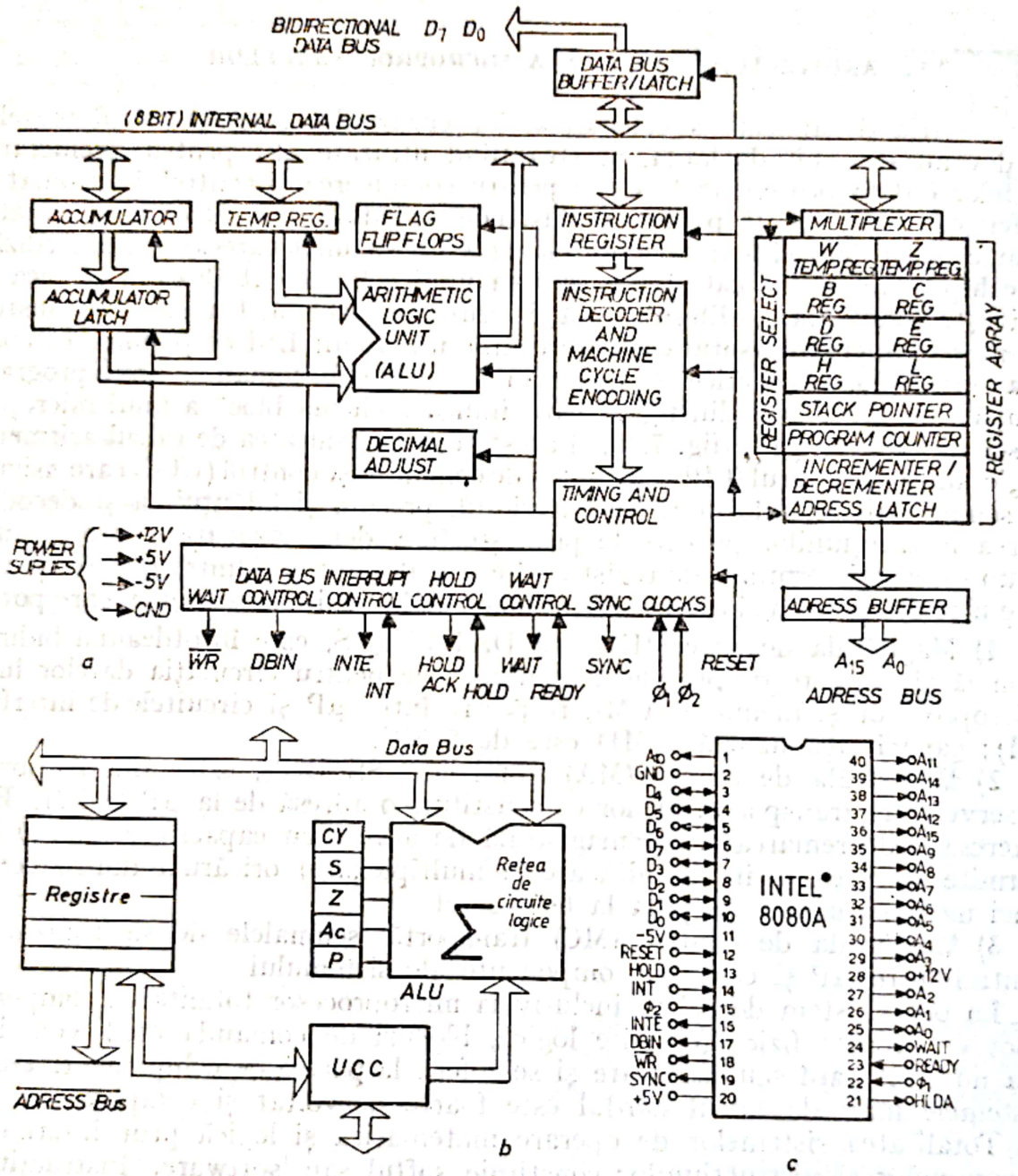


Fig. 7.28

Funcțiile grupelor de terminale ale μP 8080 (fig. 7.28, *c*) sînt următoarele:

A_{15}—A_0 — ieșirile de adrese — asigură legătura μP cu unitățile de memorie sau cu diverse dispozitive periferice, al căror număr poate fi pînă la 256.

D_7—D_0 — ieșirile și intrările de date și informații bidirecțional între μP, memorie și dispozitivele de I/E.

DBIN — indică în exterior cînd terminalele D_1—D_0 funcționează ca intrări.

Scanned with OKEN Scanner

READY (input) — intrare de sincronizare a μP cu echipamente ce acționează mult mai încet. Permit intrarea datelor corespunzătoare ciclului respectiv.

Φ_1 și Φ_2, semnalele de tact de la un generator (clock).

SYNC — ieșire pentru semnalul de sincronizare care specifică începutul fiecărui ciclu de mașină.

WAIT (output) — ieșire de anunțare de către μP că se află în starea de așteptare.

$\overline{WR}$ — negatul lui WRITE (scriere).

HOLD (input) — intrare de comandă care cere eliberarea magistralelor de date și adrese în scopul unui transfer de date. Procesul este indicat în exterior prin terminalul HLDA (HOLD ACKNOWLEDGE).

INT (INTERRUPT REQUEST), o cerere de întrerupere externă.

INTE (INTERRUPT ENABLE) — ieșire de indicare a stării interne a bistabilului de întrerupere. Acesta este șters automat la timpul T_1 (v. diagrama de timp mai departe) din ciclul de instrucțiuni sau de către intrarea RESET.

RESET — intrare de ștergere a conținutului registrului cu numărul instrucțiunii, conducînd la continuarea programului începînd de la instrucțiunea 0 din memorie. Se mai șterg de asemenea bistabilii corespunzători terminalelor INTE și HLDA, celelalte registre rămînînd în starea inițială.

Formele de undă pentru terminalele μP 8080, indicînd stările unui ciclu de mașină, sînt redate în figura 7.29.

Microprocesorul cuprinde în alcătuirea sa registrele de adresare logică (Register Array), registrul de instrucțiuni și secțiunile de control, precum și separatorul amplificator bidirecțional cu trei stări pentru intrările/ieșirile D_7—D_0 (fig. 7.28, *b*).

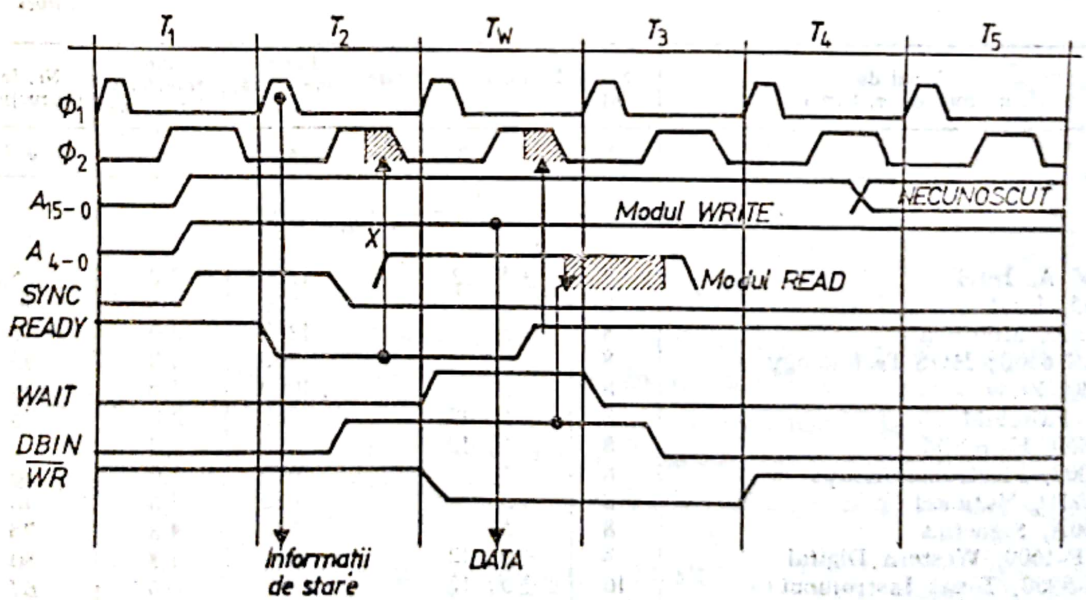


Fig. 7.29

Blocul de registre (Register Array) este organizat ca o memorie cu acces ramificat (aleatoriu) de tip RAM cuprinzînd șase grupe de bistabili a cîte 16 biți fiecare grupă, aranjați în perechi (B, C, D, W și H, L) (fig. 7.28, *b*), numărătorul programului și numărătorul adreselor din program. Numără-

Scanned with OKEN Scanner

torul programului menține active terminalele implicate în fiecare etapă a instrucțiunii aflată în lucru.

ALU conține circuitele logice care alcătuiesc un sumator de mai mulți biți, un acumulator, precum și bistabili (cinci la număr) pentru biții de control care dau anumite indicații cu privire la starea și corectitudinea desfășurării operațiilor aritmetice și logice în sistem. Astfel de biți sînt Transport (CARY-CY), Semn, Zero, Paritate și Transport auxiliar (Ac-Aux. Carry) (fig. 7.28, *a*).

7.4. CONSIDERAȚII TEHNOLOGICE. TIPURI DE MICROPROCESOARE

Istoria dezvoltării microprocesoarelor începe cu anul 1971 cînd firma americană Intel a fabricat primul microprocesor I-4004 în tehnologia p-MOS. Acesta era un μP de patru biți cu o viteză relativ mică datorită utilizării tehnologiei MOS cu canal *p*. Evenimentul apariției μP a trezit un atît de mare interes, încît în mai puțin de 10 ani (pînă în anii 1979—1980) au apărut patru generații de microprocesoare: 1— μP lente de 4 (sau 8) biți realizate în tehnologia *p*-MOS în anii 1971—1972 (Exemple: I 4004 și I 8008, tabelul 7.9); 2— μP de viteză medie, apărute în 1973—1974, în tehnologia *n*-MOS, avînd un grad mare de integrare (circuite LSI) (exemple: INTEL 8080 și MOTOROLA 6800, capsulă cu 40 pini); 3— μP rapide și cu un grad mare de integrare, apărute în 1974—1975, realizată în tehnologia bipolară multibloc (bit-slice) pentru mărirea vitezei (ex. SBP0400 Texax Instruments, 3000 INTEL etc., tabel 7.9) sau monobloc, pentru mărirea gradului de integrare (ex. Z—80 ZILOG); 4— μP rapide de 16 biți realizate în tehnologia HMOS (în 1976—1979) sub formă segmentată (8×2), sau monocip (ex. Z 8000, 68.000 Motorola, 8086 Intel etc.).

Tabel 7.9

Tipul de microprocesor, firma	Nr. biți	Tensiune alimentare, V	Putere consumată, mW	Timp de transfer al datelor, μs	Nr. de instrucțiuni
1	2	3	4	5	6
	Tehnologia *n*-MOS				
8080 A, Intel	8	±5, 12	1200	2,0	78
8085, Intel	8	5	850	1,3	80
M6800, Motorola	8	5	1200	2,0	72
MCS 6500; MOS Technology	8	5	700	1,0	55
Z 80, Zilog	8	5	1000	1,6	158
F8, Fairchild	8	5; 12	700	2,0	76
F3859, Fairchild	8	5; 12	600	2,0	
A9002, Electronic Arrays	8	5	600	2,0	66
SC/MP, National	8	5	420	7,0	46
2650A, Signetics	8	5	750	4,8	75
MCP-1600, Western Digital	8	±5; 12	600	1,8	80
TM-9900, Texas Instruments	16	±5; 12	1200	4,67	67
MP-1600, Western Digital	16	±5; 12	600	2,7	112
CP-1600/A, General Instruments	16	5; 12, −3	950	2,4	87
mN-601, Data General	16	±5; 15	1100	2,4	41
Z8000, Zilog	16	5	1000	0,75	141
M 68000, Motorola	16	5	1000	0,5	72
K5801K80, URSS	8	±5; 12	750	2.0	78
HP9000, Hewlett-Packard (Tehnologie VLSI)	32	±5; 12		55 ns	230

Scanned with OKEN Scanner

Tabel 7.9 (continuare)

1	2	3	4	5	6
Tehnologia *p*-MOS					
4004, Intel	4	5; −10	600	10,8	46
4040, Intel	4	5; −10	900	10,8	60
SX 200, Essex	4	15	150	16	41
IMP-16, National	4×*n*	−12; 5	350	4,6	60
MM 5781/82, National	4	8,5	150	10	35
PPS-4/1, Rockwell	4	−12; 5	375	5	50
LP-8000, General Instruments	8	−12; 5	1 000	5	48
8008, Intel	8	−9; 5	540	12,5	48
PPS-8, Rockwell	8	−12; 5	600	5	90
TLCS-12A, Tochiba	12	±5	800	13	20
PACE, National	16	5; 12	1 300	12	45
Tehnologia CMOS					
Macrologic CMOS, Fairchild	4×*n*	−15; 3	5	1	
CDP1802, RCA	8	3−12	6−40	2,5	91
IM6100, Intersil	12	5−10	10	5	79
Tehnologia TTLS					
3002, Intel	2×*n*	5	2 100	0,15	
2901, AMD	4×*n*	5	1 400	0,125	
K589IK02, URSS	2×*n*	5	190mA	0,15	
Macrologis Bipolar, Fairchild	4×*n*	5	800	0,1	
6701, Monolitic Memory	4×*n*	5	1 400	0,08	36
74S481, Texas Instruments	4×*n*	5	1 000	0,06	11
SX300, Signetics	8	5	2 000	0,25	8
MIPROC-16	16			350ns	83(170)
Tehnologia I²L					
SBP-0400, Texas Instruments	4×*n*	5	1 000	0,5	76
K583IK1, URSS	8×*n*	5		0,1	256
P-8, Electronique	8		400	1,2	
SBP-9900, Texas Instruments	16	5	500	4,7	69

După cum se vede din tabelul 7.9 în care sînt redate caracteristicile tehnologice şi funcţionale ale celor mai reprezentative microprocesoare (există peste 150 tipuri de μP — dar nu toate s-au impus în practică), cea mai utilizată tehnologie este de tip *n*—MOS caracterizată prin viteze mari de comutaţie; de menţionat că tehnologia *H*—MOS (High density short channel MOS—MOS cu canal scurt, cu mare grad de integrare) face parte de asemenea din tehnologia *n*—MOS.

Microprocesoarele realizate în tehnologia CMOS au viteze intermediare (tabel 7.9) dar sînt caracterizate prin consum extrem de mic. În tehnologia bipolară TTL/Schottky vitezele de lucru sînt mari (0,1—0,3 μs) dar consumul este mai ridicat, iar gradul de integrare este mai mic.

Cel mai mic consum în tehnologia bipolară este asigurat prin utilizarea circuitelor logice cu injecţie de sarcină (**Integrated Injection Logic: I²L**). Asemenea circuite sînt realizate cu tranzistori planari cu injecţie de sarcină

Scanned with OKEN Scanner

obținuți prin dublă difuzie într-un suport de Si de tip n. În această structură — care poate fi asimilată cu un ansamblu de doi tranzistori — prima regiune p_1 constituie injectorul pentru tranzistorul „vertical" format din regiunile n_1—p_2—n_2 (fig. 7.30, *a*, *b*). Injectorul este de fapt un tranzistor „lateral" de tip n—p—n, format din regiunile p_1, n_1 și p_2 (fig. 7.30, *a*, *b*). Funcționarea

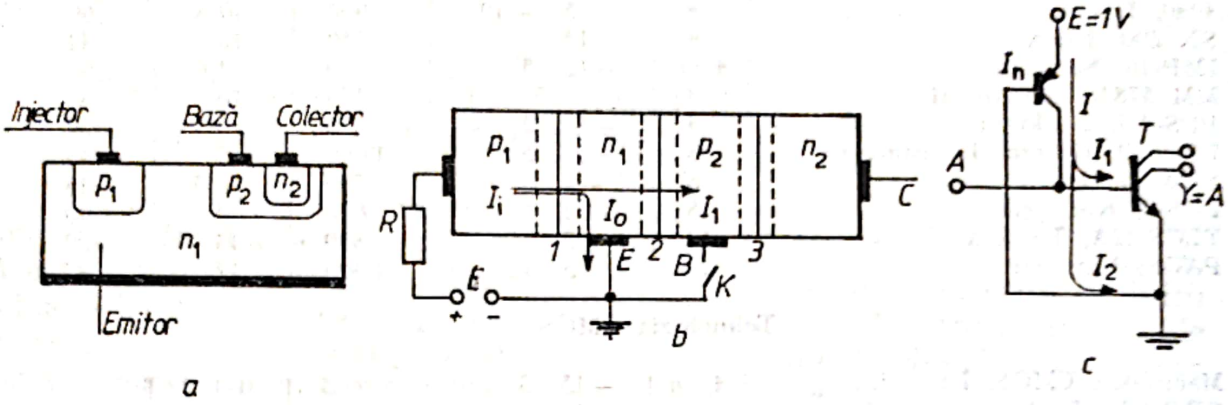


Fig. 7.30

tranzistorului cu injecție de sarcină se bazează pe deschiderea acestuia sub acțiunea fluxului de purtători injectați din injector, în urma polarizării directe a primei joncțiuni a acestuia din urmă cu o mică tensiune E (cca 0,7—0,9 V) (fig. 7.30, *b*, *c*). Astfel apare un gradient de concentrație de purtători lîngă joncțiunea injectorului, care face ca purtătorii să difuzeze spre joncțiunea n_1—p_2 a tranzistorului T ducînd la polarizarea directă a acestuia (în urma compensării parțiale a sarcinii spațiale a joncțiunii deci la micșorarea apreciabilă a barierei de potențial). Ca urmare, tranzistorul T se va deschide, iar în urma aplicării unui mic impuls pozitiv (bitul 1) pe bază (fig. 7.30, *b*, *c*), el va intra puternic în conducție fără să mai necesite alte surse de alimentare (deci consum foarte mic). De regulă acești tranzistori sînt multicolector (similar cu cei multiemitor) pentru a permite realizarea diferitelor circuite logice și cuplării fără rezistențe de polarizare (fig. 7.31). În figura 7.31, *a* se arată schema unei porți de tip SAU-NU, iar în figura 7.31, *b* este reprezen-

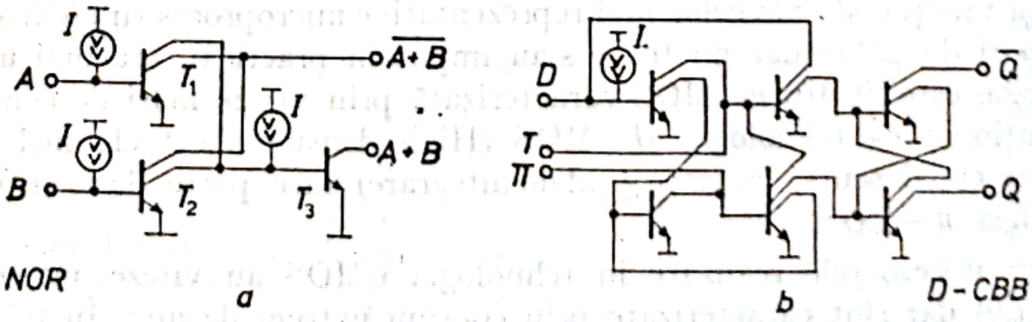
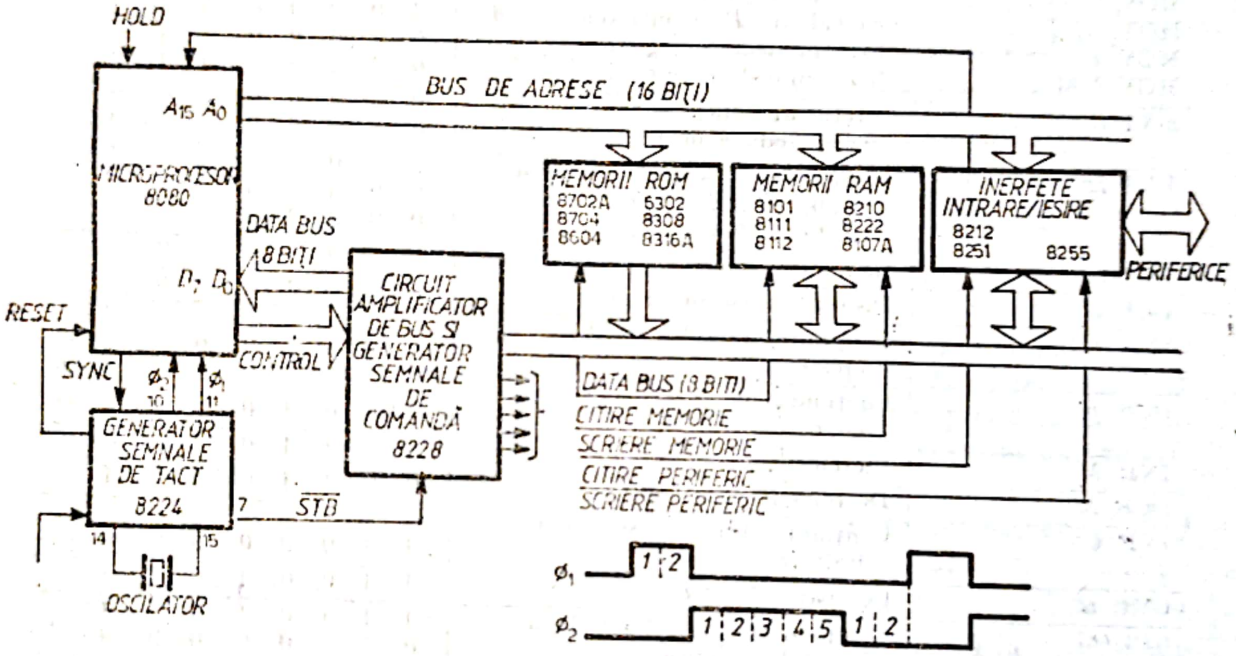


Fig. 7.31

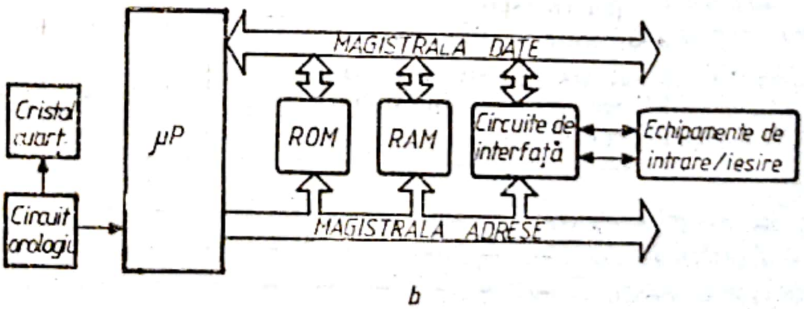
tată schema unui bistabil de tip D utilizînd numai un singur injector I pentru întreaga schemă. Dezavantajul unei viteze mai mici a μP realizate în tehnologia I^2L poate fi înlăturat prin adoptarea tehnologiei I^2L Schottky.

7.5. SISTEME CU MICROPROCESOARE

După cum s-a arătat în § 7.3.1 de obicei microprocesorul (sau procesorul) nu se utilizează separat ci în interconexiune cu alte blocuri — de regulă conectate din exterior — cu care formează un **sistem cu microprocesor**; un asemenea sistem cu μP poate fi un microcalculator numeric, un sistem de control și dirijare a anumitor procese industriale (v. de exemplu FELIX-18), sau un sistem pentru măsurări numerice, automatizare etc. Structura unui asemenea sistem realizat cu μP INTEL 8080 este reprezentată în figura 7.32, *a*. Pe lîngă microprocesorul propriu-zis sistemul mai conține: circuitul generator INTEL 8224 care generează semnalele de tact Φ_1 și Φ_2, semnalul RESET, semnalul STB (strob) etc.; modulul de comandă și amplificator de magistrală, INTEL 8228, care generează semnalele de conectare în microsistem a circuitelor de memorie externă ROM și RAM, precum și a circuitelor de



a



b

Fig. 7.32

interfață cu perifericele; blocurile de memorie ROM și RAM de diferite capacități; circuitele de interfață pentru legătura cu perifericele.

Trebuie menționat că după 1976, tehnologia LSI a permis realizarea arhitecturii de microcalculator într-un singur circuit integrat reprezentată în

Scanned with OKEN Scanner

figura 7.32, *b*, dar această structură este mai puțin flexibilă decît un microprocesor cu memorii externe.

După cum s-a specificat, microprocesoarele, deci și μP I-8080, au un număr de registre interne care pot fi asimilate cu o anumită memorie internă ce conține instrucțiunile de bază ale microprocesorului. Prin combinarea adecvată și repetată a instrucțiunilor de bază, proprii microprocesorului, se poate executa orice program. De exemplu μP I 8080 are un set de 72 de instrucțiuni dintre care, unele mai caracteristice, sînt redate în tabelul 7.10. Pe lîngă

Tabel 7.10

Mnemonic	Descrierea instrucțiunii	Codul instrucțiunii							
		D_7	D_6	D_5	D_4	D_3	D_2	D_1	D_0
MOV r_1, r_2	Move register to register	0	1	0	0	0	S	S	S
MOV M, r	Move register to memory	0	1	1	1	0	S	S	S
MOV r, M	Move memory to register	0	1	0	0	0	1	1	0
MOV A, B	Octetul din B se introduce în A	1	0	0	0	0	1	1	1
MOV I r	Move immediate register	0	0	0	0	0	1	1	0
MOV I M	Move immediate memory	0	0	1	1	0	1	1	0
MVI B, 50	Octetul al doilea (5, 0) se introduce în B	0	1	1	0	0	0	0	0
		0	0	0	0	0	1	0	1
LXI D	Încarcă în D octetul al treilea (C, 0) și în E octetul al doilea (0,0)	0	0	0	1	0	0	0	1
		0	0	0	0	0	0	0	0
		0	0	0	0	1	1	0	0
INR r	Increment (crește) register	0	0	0	0	0	1	0	0
DCR r	Decrement (scade) register	0	0	0	0	0	1	0	1
INX H	Conținutul perechii (H, L) crește cu o unitate	0	0	1	1	0	0	1	0
DCR B	Conținutul lui B se micșorează cu o unitate	0	1	0	1	0	0	0	0
INR M	Increment memory	0	0	1	1	0	1	0	0
DCR M	Decrement memory	0	0	1	1	0	1	0	1
INR C	Conținutul lui C crește cu o unitate	1	1	0	0	0	0	0	0
CMP H	Compară A cu H	1	1	0	0	1	0	1	1
CPI OG	Compară conținutul lui A cu octetul al doilea	1	1	1	0	1	1	1	1
		0	1	1	0	0	0	0	0
ADD r	Adună registrul la A	1	0	0	0	0	S	S	S
ADC r	Add register to A with carry (cu transport)	1	0	0	0	1	S	S	S
SUB r	Substrat register from A	1	0	0	1	0	S	S	S
SBB r	Substrat register from A with borrow (împrumut)	1	0	0	1	1	S	S	S
HLT	STOP	0	1	1	1	0	1	1	0

scrierea sub formă prescurtată de tip mnemonic a instrucțiunii în limba engleză (v. coloanele I și II), fiecare instrucțiune este exprimată în binar sub forma unei succesiuni de biți 1 și 0 care pot fi recunoscuți de microprocesor (și de orice calculator electronic numeric). Notația *SSS* este notația codificată a unui registru r (Tabel 7.10). Se pot deosebi:

— instrucțiuni de transfer (MOV r_1, r_2, MOV M, r etc.);

Scanned with OKEN Scanner

— instrucțiuni aritmetice și logice (adunare: ADD *r*, scădere, înmulțire, împărțire a datelor din registre și memorie);

— instrucțiuni ramificare (branch instruction) deci de salt condiționat sau necondiționat, chemări de subrutine (subprograme care se repetă) etc.;

— instrucțiuni de control, destinate comunicării cu echipamentele interne și externe, circuitele I/E etc.; ele sînt de tipul STOP, WAIT (așteaptă), HALT (oprire).

Fiecare microprocesor are o lungime caracteristică a cuvîntului (4, 8, 12, 16, 32 biți etc.) determinată de elementele interne de stocare și de interconectare (Bus-uri). În μP 8080 care are cuvîntul de 8 biți, datele și instrucțiunile sînt grupate în cuvinte de 8 biți. Dacă instrucțiunea este mai lungă, atunci se apelează la una, două, trei sau mai multe grupe de cîte opt biți. În figura 7.33 se arată formatul instrucțiunilor microprocesorului Intel 8080, în care primii biți (cei mai semnificativi) indică așa-numitul **cod al operației**, iar ultima parte a instrucțiunii conține **datele** sau **adresa** unde se află datele (sau instrucțiunea) în memorie. În instrucțiunile multioctet adresa primului octet este întotdeauna și adresa instrucțiunii.

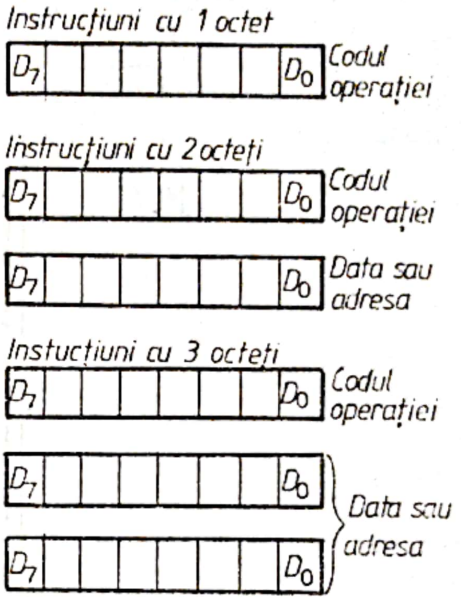


Fig. 7.33

Instrucțiunile și programele sînt introduse în memoria calculatorului (a sistemului cu microprocesor) sub forma cunoscută de *program memorat*. Analiza și execuția unei instrucțiuni într-un sistem cu microprocesor necesită două cicluri: *ciclul de extragere* (INSTRUCTION FETCH) și *ciclul de execuție* (INSTRUCTION EXECUTE).

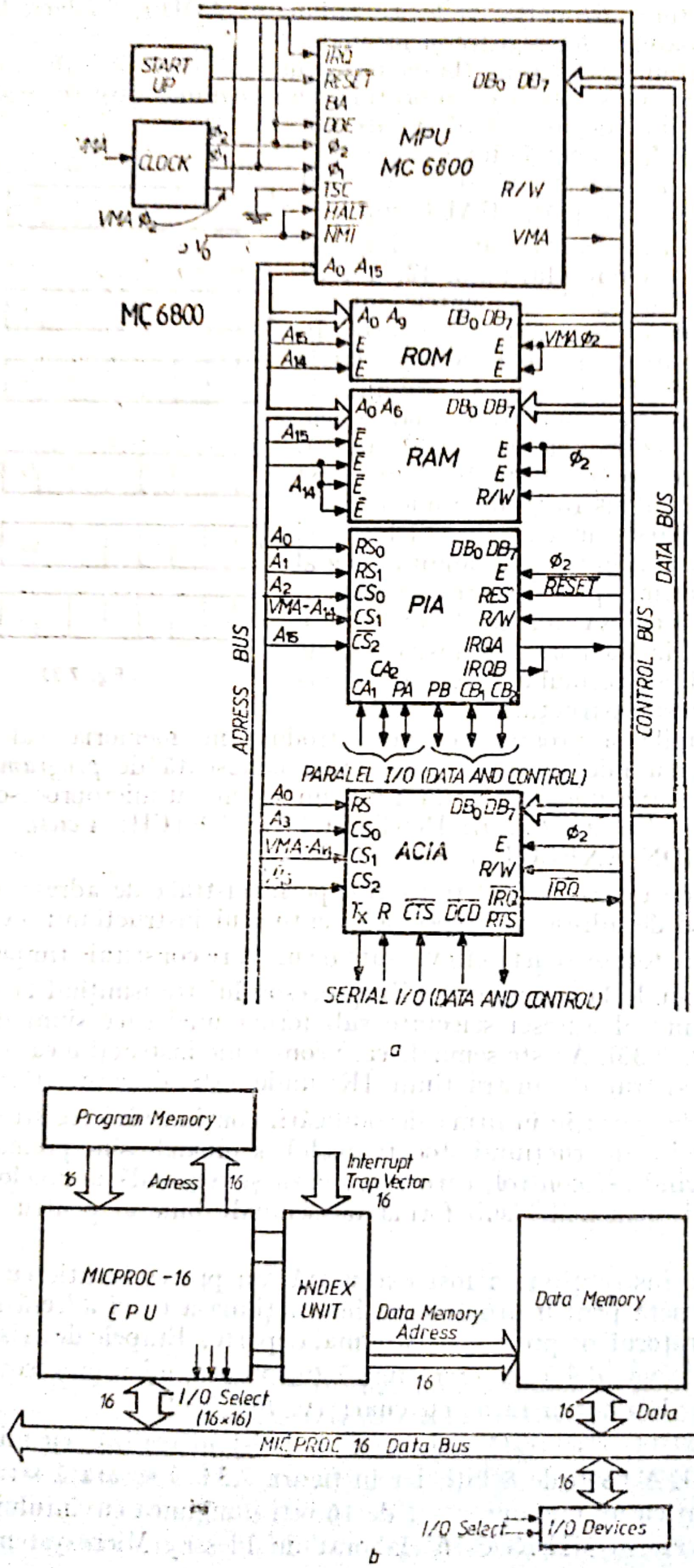
În ciclul de extragere, μP transmite, pe magistrala de adrese, conținutul numărătorului de adrese care specifică conținutul instrucțiunii de executat. După un timp foarte scurt (cîteva sute de ns) care constituie timpul de acces, memoria răspunde la solicitarea microprocesorului transmițînd la magistrala de date conținutul adresei selectate sub forma unei succesiuni de semnale binare (v. fig. 7.33). Aceste semnale care constituie instrucțiunea se stochează de μP în registrul de instrucțiuni IR, unde este decodificată.

În ciclul de execuție în urma decodificării conținutului registrului de instrucțiuni (deci a instrucțiunii stocate acolo), semnalele sînt preluate de unitatea de comandă și control, care elaborează și comandă organelor de lucru ale sistemului, comenzile (sub formă de semnale binare) pentru executarea instrucțiunii.

După ce o instrucțiune a fost executată, un proces identic cu cel descris mai sus se repetă pentru următoarea instrucțiune a cărei adresă se află stocată în numărătorul de program și așa mai departe. Etapele descrise sînt realizate în ritmul semnalelor de tact (fig. 7.29) proprii microprocesorului și care sînt generate de un generator cu cuarț (v. fig. 7.32).

În figura 7.34, *a* se arată structura unui sistem realizat cu microprocesorul MOTOROLA 6800 de 8 biți, iar în figura 7.34, *b* se arată structura unui sistem realizat cu un microprocesor de 16 biți (lungimea cuvîntului) și anume cu microprocesorul MIPROC-16 elaborat de Plessey Microsystems.

Scanned with OKEN Scanner


START UP
CLOCK
MPU MC 6800
IRQ
RESET
BA
DBE
TSC
HALT
NMI
R/W
VMA
MC 6800
ROM
RAM
PIA
ACIA
ADRESS BUS
DATA BUS
CONTROL BUS
PARALEL I/O (DATA AND CONTROL)
SERIAL I/O (DATA AND CONTROL)
Program Memory
Adress
Interrupt Trap Vector
MICPROC -16 CPU
INDEX UNIT
Data Memory
Data Memory Adress
I/O Select (16×16)
Data
MICPROC 16 Data Bus
I/O Select
I/O Devices

a

b

Fig. 7.34 *a*, *b*

Pe lîngă microprocesorul MC 6800 și generatorul de tact, sistemul din figura 7.34, *a* mai conține o memorie RAM tip MC 6810 de 128×8 biți, memoria ROM tip MC-6830 de 1024×8 biți și circuitele de interfață tip PIA (Peripheral Interface Adapter) MC 6820 și respectiv tip ACIA (Asynchronous Communications Interface Adapter) MC 6850.

Microprocesorul MIPROC-16 este un μP de mare viteză realizat în tehnologia TTL Schottky, permițînd executarea a 2,85 milioane de instrucțiuni pe secundă (ciclul de mașină: 350 ns) și avînd 83 instrucțiuni de bază (opțional se pot extinde pînă la 170 instrucțiuni). MIPROC-16 poate fi utilizat în sistemele de control și dirijare a rachetelor, în calculatoare digitale și analogice, în controlul proceselor industriale etc.

Scanned with OKEN Scanner

Capitolul 8. CIRCUITE INTEGRATE LINIARE

8.1. ETAJE DIFERENȚIALE DE AMPLIFICARE

8.1.1. INTRODUCERE

Spre deosebire de circuitele integrate logice unde semnalele de intrare și ieșire apar sub forma unor impulsuri sau nivele de tensiune, în circuitele integrate liniare semnalele constau în general din tensiuni continuu variabile. De regulă, în aceste circuite are loc o amplificare (sau o comparare) a semnalelor de la intrare, de aceea circuitele integrate liniare sînt în general circuite amplificatoare.

Circuitele integrate liniare se fabrică într-o mare varietate de tipuri fiind destinate diverselor aplicații de amplificare, modulare, comparare, stabilizare, oscilatoare etc.; asupra celor mai reprezentative sau mai frecvent folosite ne vom opri în paragrafele următoare; spațiul limitat nu ne îngăduie o tratare mai completă a acestora, de aceea cititorul interesat este îndrumat spre lucrările [36—40].

Și în cazul circuitelor integrate liniare, pentru a se economisi suprafața activă pe cip, structurile cu capacități se reduc la minim (ca număr), iar structurile cu rezistori se înlocuiesc cu tranzistori integrați de tip bipolar sau MOS; ca urmare este necesară modificarea în mod corespunzător a schemelor electronice ale circuitelor integrate respective apelîndu-se la circuite cu cuplaj direct între etaje, la structuri de tip Darlington etc.

Datorită folosirii cuplajului direct, orice variație a valorii tensiunilor de polarizare va fi amplificată, la ieșire apărînd un semnal — numit **tensiune (curent) de decalaj** (sau de **offset**) chiar în absența unui semnal de intrare. Pentru a minimaliza influența acestor variații ale tensiunii de alimentare, precum și influența variațiilor de temperatură, condițiilor de mediu etc., în circuitele integrate liniare se folosesc pe scară largă etaje diferențiale de amplificare care vor fi analizate pe larg în paragraful următor (v. și 5.6.1).

Schema unui **amplificator diferențial** de curent continuu cu tranzistori, folosit în diferite aparate de măsură (milivoltmetre electronice, microvoltmetre etc.) este redată în figura 8.1, *a*. Cei doi tranzistori lucrează în montaj cu colector comun avînd instrumentul indicator (al aparatului de măsură) conectat în circuitul emitorilor. El de fapt se află pe diagonala unei punți (de tip Wheatstone) formată de rezistențele R_3, R_4 și rezistențele emitor-colector ale celor doi tranzistori. Cu intrarea deschisă se aduce microampermetrul la zero cu ajutorul potențiometrului R_5 astfel încît „puntea" să fie la echilibru (punctele P și P' la același potențial). Aplicînd un semnal la intrare, în funcție de polaritatea instantanee a acestuia, unul din tranzistori (de exemplu T_1) se deschide la saturație și R_{e-c} a acestuia scade practic la zero ducînd la puternica dezechilibrare a punții. Curentul de dezechilibru, care determină și amplificarea circuitului, va fi pus în evidență cu μA indicator. Fiind vorba de un montaj diferențial, variațiile parametrilor schemei datorită variației temperaturii,

Scanned with OKEN Scanner

variației tensiunilor de alimentare etc., se vor compensa reciproc (ele acționînd în sens opus pentru un tranzistor față de tranzistorul simetric) dacă elementele circuitului (tranzistorii, rezistențe etc.) sînt identice; ca urmare, în lipsa unor semnale la intrare nu vor apărea semnale parazite la ieșire și etajul apare perfect simetric și din punct de vedere electric.

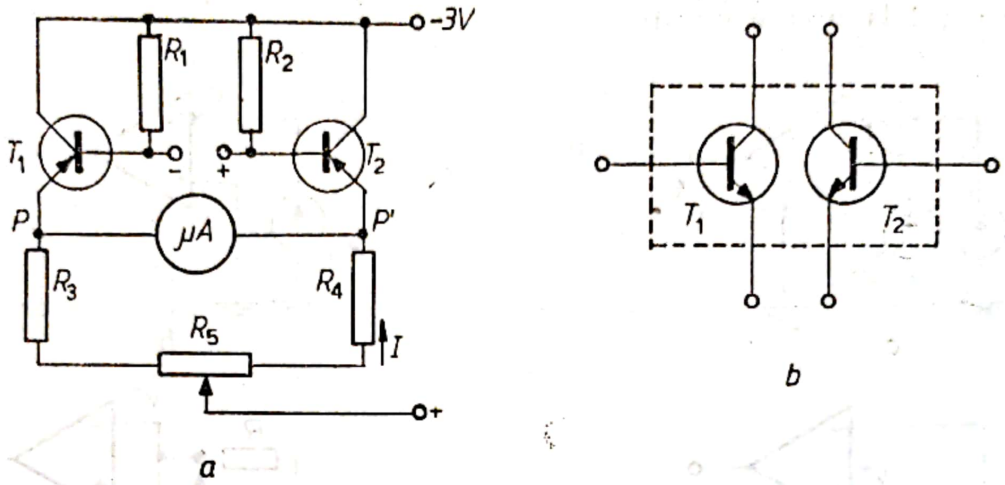


Fig. 8.1

Un amplificator diferențial integrat cu tranzistori poate fi obținut prin punerea împreună a două circuite simple în montaj *EC* (fig. 8.1, *b*).

Tensiunea de decalaj (la ieșire) poate fi total compensată numai dacă circuitul este perfect simetric (constructiv) și izoterm. În construcție integrată condiția de izotermie este realizată, componentele electronice fiind obținute la distanțe foarte apropiate pe același cip.

Una dintre proprietățile esențiale ale amplificatorului diferențial este **proprietatea de rejecție** (de anihilare) pe **mod comun,** care constă în aceea că pentru aplicarea a două semnale egale (și în fază) v_i^- și v_i^+ la intrările diferențiale, semnalul de la ieșire este nul (v. mai departe). În practică, se întîlnește des cazul cînd una din intrări (de exemplu Int.$_2$, fig. 8.2) se leagă la masă, iar la cealaltă se aplică semnal. Pentru ca și în acest caz tensiunea de la ieșirile diferențiale să nu depindă puternic de semnalul de la intrare, adică și de data aceasta să aibă loc rejecția pe mod comun este necesară introducerea unei rezistențe mari R_1 și a unei surse $-E_1$ în circuitul (comun) al emitorilor, acest grup constituind așa-numitul *generator de curent constant* (fig. 8.2, *a*). Pentru a nu ocupa o suprafață mare pe cip, rezistența de valoare ridicată R_1 este adesea înlocuită cu o structură de tranzistor (fig. 8.2, *b*).

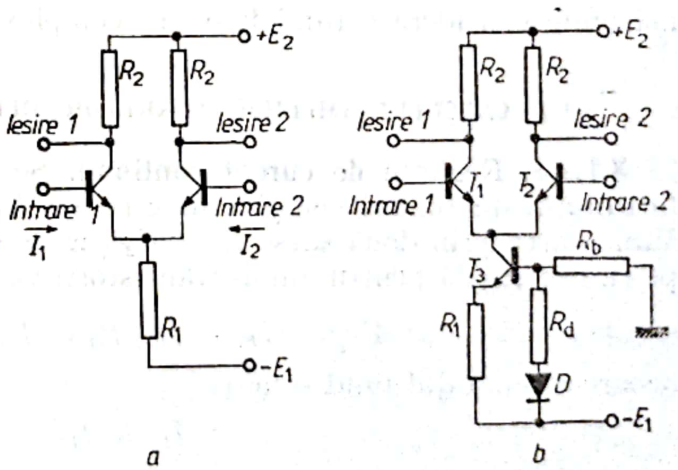


Fig. 8.2

Pe lîngă intrarea pe mod diferențial (fig. 8.3, *a*) și intrările pe mod nediferențial (intrările inversoare și respectiv neinversoare (fig. 8.3, *b*, *c*) analizate în § 5.6.1, la un amplificator diferențial se mai pot deosebi:

Scanned with OKEN Scanner

— *Tensiunea de intrare pe mod comun* V_{ic} definită pentru domeniul de valori

$$v_i^+ = v_i^- \qquad 8.1.1$$

adică bornele de intrare sînt scurtcircuitate între ele și legate la generatorul extern de tensiune e_g (fig. 8.3, *d*); tensiunea e_g se va repartiza în mod egal $e_g/2$ și $e_g/2$ la fiecare intrare.

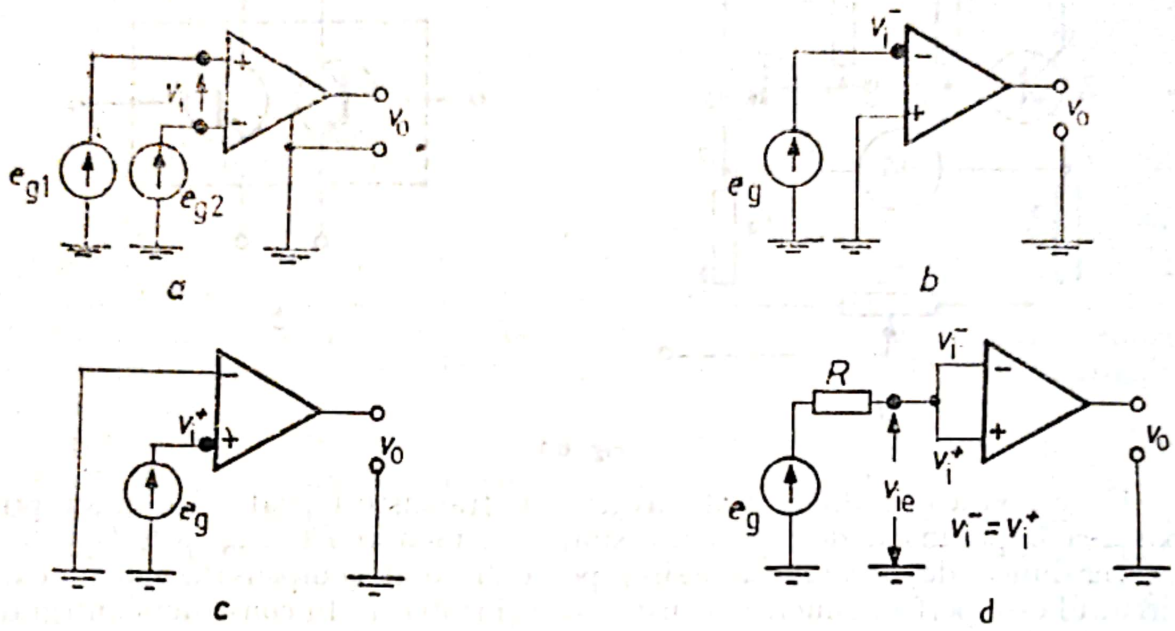


Fig. 8.3

— *Impedanța de intrare pe mod comun* se definește prin raportul (fig. 8.3, *d*)

$$Z_{ic} = \frac{V_{ic}}{I_{ic}} \qquad 8.1.2$$

mărimile considerate fiind luate în complex.

8.1.2. CALCULUL AMPLIFICATOARELOR DIFERENȚIALE

8.1.2.1. Regimul de curent continuu. Se consideră mai întîi cazul amplificatorului diferențial complet simetric cu R_1 mare în circuitul emitorului și alimentarea prin două surse E_1 și E_2 (fig. 8.4, *a*) [1]. În acest caz tensiunea de pe emitor (egală pentru ambii tranzistori) va fi

$$V_{E_1} = V_{E_2} = (I_{E_1} + I_{E_2})\, R_1 - E_1 = I_{E_1}(2R_1) - E_1 \qquad 8.1.3$$

deoarece montajul fiind simetric,

$$I_{E_1} = I_{E_2} = I_E. \qquad 8.1.4$$

Din 8.1.3 rezultă

$$I_{E_1} = \frac{V_{E_1} - E_1}{2R_1}. \qquad 8.1.5$$

[1] Etajele diferențiale pot fi polarizate cu două surse sau numai cu o sursă de curent continuu.

Scanned with OKEN Scanner

Datorită simetriei, calculul schemei amplificatorului din figura 8.4, *a* se poate face prin *metoda bisecției*, folosind configurația din figura 8.4, *b* și luîndu-se valoarea $2R_1$ pentru rezistența din emitor în locul celor doi curenți $I_{E_1}(=I_{E_2})$. Aproximînd $V_{BE} \approx 0{,}7$ (tranzistori cu Si) și ținînd seama de relația 8.1.4 se poate scrie (v. fig. 8.4, *b*)

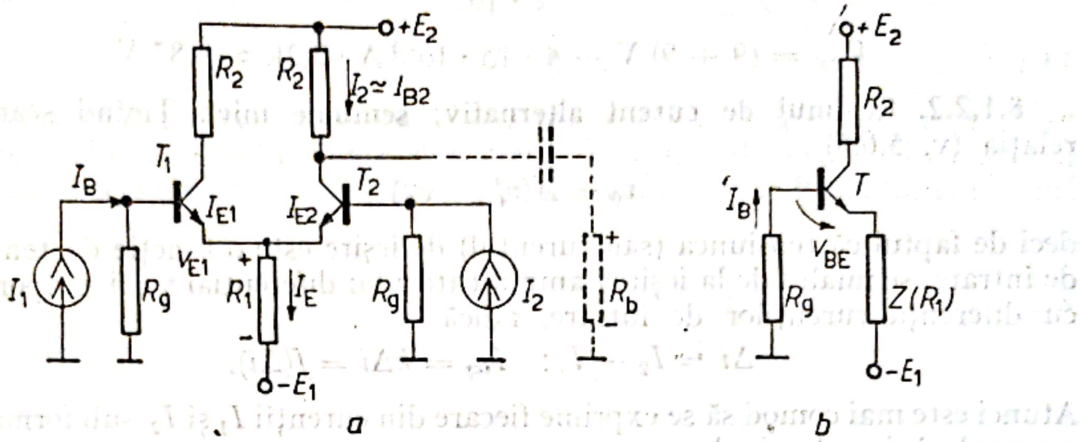


Fig. 8.4

$$I_E(2R_1) + I_B R_g + V_{BE} = E_1. \qquad 8.1.6$$

Din relația (v. cap. 3)

$$I_E = I_B + I_C = I_B + \beta_0 I_B = (1 + \beta_0) I_B \qquad 8.1.7$$

unde β_0 este factorul de amplificare α_E în curent continuu, rezultă

$$I_B = \frac{I_E}{1 + \beta_0} \approx \frac{I_E}{\beta_0}. \qquad 8.1.8$$

Înlocuind pe I_B în 8.1.6 și rezolvînd în raport cu I_E se obține

$$I_E = \frac{E_1 - 0{,}7}{2R_1 + \dfrac{R_g}{\beta_0}}. \qquad 8.1.9$$

Pe de altă parte din 8.1.3 se obține pentru $I_{E_1}(=I_E)$

$$I_{E_1} = I_E = \frac{E_1 - V_{E_1}}{2R_1}. \qquad 8.1.10$$

Se vede că cele două relații 8.1.9 și 8.1.10 sînt echivalente adică putem aproxima $V_{E_1} \approx V_{BE} = 0{,}7$ V dacă în loc de $2R_1$ se ia $2R_1 + \dfrac{R_g}{\beta_0}$.

Tensiunea colector-emitor, adică $V_{CE} \simeq V_{CE_1} \simeq V_{CE_2}$ rezultă imediat (fig. 8.4, *b*).

$$V_{CE} = V_{CE_2} = E_2 - I_C R_2 - I_E(2R_1) - (-E_1) \approx E_1 + E_2 - I_C(2R_1 + R_2) \qquad 8.1.11$$

întrucît $I_C \approx I_E$.

Scanned with OKEN Scanner

În majoritatea cazurilor β_0 este mare (mai mare de 100) și termenul R_g/β_0 poate fi neglijat. Un exemplu este edificator. Se ia $E_1 = E_2 = 9$ V; $R_g = 400\ \Omega$, $R_1 = 1$ k, $R_2 = 200\ \Omega$ și $\beta_0 = 100$. Din relațiile 8.1.9 și 8.1.10 rezultă

$$I_C \approx I_E = \frac{8,3}{2 \cdot 10^3} = 4,15 \text{ mA};$$

$$V_{CE} = (9 + 9) \text{ V} - 4 \cdot 15 \cdot 10^{-3} \text{ A} \cdot 2,2\text{k} \approx 8,87 \text{ V}.$$

8.1.2.2. Regimul de curent alternativ; semnale mici. Ținînd seama de relația (v. 5.6.6)

$$v_0 = A(v_i^+ - v_i^-) \qquad 8.1.12$$

deci de faptul că tensiunea (sau curentul) de ieșire este o funcție de tensiunea de intrare, semnalul de la ieșirea amplificatorului diferențial va fi proporțional cu diferența curenților de intrare, adică

$$\Delta i = I_2 - I_1; \quad I_{ieș} = k\Delta i = f(\Delta i). \qquad 8.1.13$$

Atunci este mai comod să se exprime fiecare din curenții I_1 și I_2 sub forma unor sume algebrice de tipul:

$$I_1 = I_c - \frac{\Delta i}{2}; \quad I_2 = I_c + \frac{\Delta i}{2} \qquad 8.1.14$$

unde

$$I_c = \frac{I_1 + I_2}{2}, \qquad 8.1.15$$

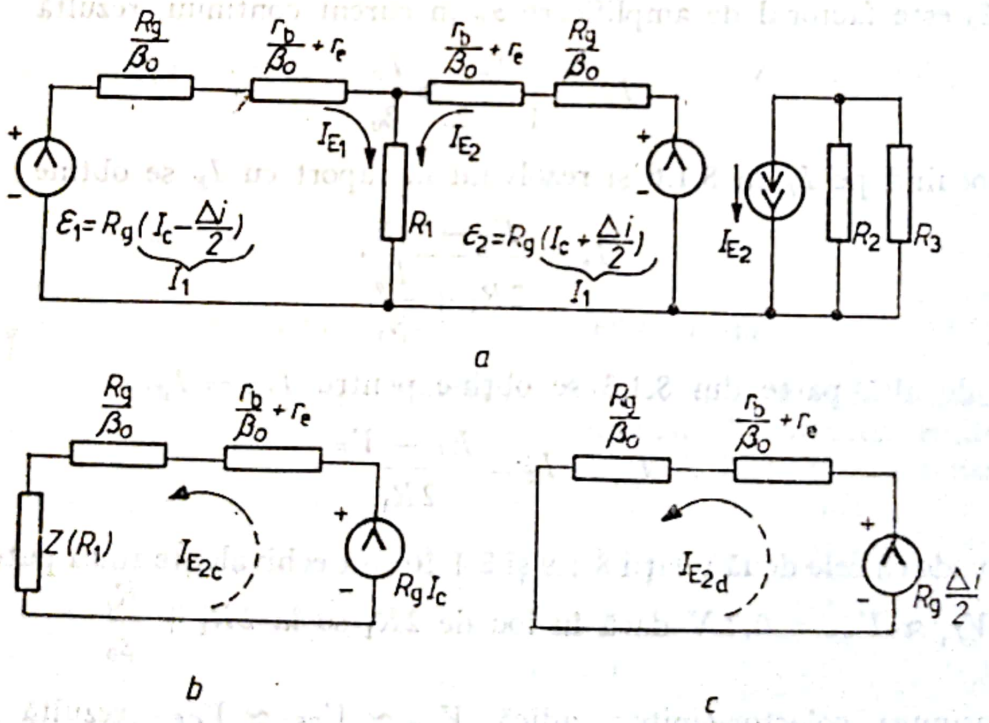


Fig. 8.5

reprezintă *componenta de mod comun* (sau *în fază*) a semnalului de intrare ce determină acea parte a curentului care este aceeași pentru fiecare intrare a amplificatorului (cînd $v_i^- = v_i^+$).

Pentru a determina valorile de semnal mic ale curenților de ieșire I_{E_1} și I_E, se va folosi schema echivalentă din figura 8.5, *a* corespunzătoare schemei

Scanned with OKEN Scanner

amplificatorului diferențial din figura 8.4, *a* în care sarcina se ia în ramura de ieșire a tranzistorului T_2. Se introduc, de asemenea, noțiunile de componentă de mod comun a semnalului de ieșire

$$I_{E_2c} = k_c I_c \qquad 8.1.16$$

și respectiv componenta diferențială a acestuia (v. și 8.1.13)

$$I_{E_2d} = k_d \Delta i. \qquad 8.1.17$$

Pentru definirea și determinarea curenților I_{E_2c} și I_{E_2d} este comod să se folosească circuitele echivalente din figura 8.5, *b*, *c* defalcate din circuitul echivalent general (fig. 8.5, *a*). Aplicînd celor două ochiuri legile lui Kirchhoff rezultă:

$$k_c = \frac{I_{E_2c}}{I_c} \doteq \frac{R_g}{2R_1 + \dfrac{R_g + r_b}{\beta_0} + r_e}; \qquad 8.1.18$$

$$k_d = \frac{I_{E_2d}}{\Delta i} = \frac{R_g}{2\left(\dfrac{R_g + r_b}{\beta_0} + r_e\right)}. \qquad 8.1.19$$

Cu ajutorul relațiilor precedente se poate defini așa-numitul **factor de rejecție pe mod comun (FRMC).** Acest parametru — deosebit de important — arată de cîte ori factorul de amplificare pentru componenta diferențială este mai mare decît factorul de amplificare pentru componenta de mod comun (în fază) a semnalului, adică

$$\pi = \frac{k_d}{k_c}. \qquad 8.1.20$$

Înlocuind pe k_d și k_c cu expresiile lor, rezultă

$$\pi = \frac{R_1 + \dfrac{R'_E}{2}}{R'_E} = \frac{1}{2} + \frac{R_1}{R'_E} \simeq \frac{R_1}{R'_E} \qquad 8.1.21$$

unde

$$R'_E = r_e + \frac{R_g + r_b}{\beta_0}. \qquad 8.1.22$$

În expresia 8.1.21 s-a neglijat $\dfrac{1}{2} = 0{,}5 \ll \pi$ deoarece factorul π ia, de regulă, valori mari și foarte mari. De exemplu, pentru $R_g = 200\ \Omega$, $r_b = 300\ \Omega$ $r_e \simeq 5\ \Omega$, $R_1 = 1\,000\ \Omega$ și $\beta_0 = 100$ rezultă

$$\pi = \frac{1\,000}{5 + \dfrac{500}{100}} = 100 \qquad 8.1.23$$

sau, în decibeli,

$$\pi_{(dB)} = 20 \log 100 = 40\ \text{dB}.$$

Scanned with OKEN Scanner

O valoare mult mai ridicată se obține pentru π, dacă în loc de R_1 (care ocupă o valoare mare pe cip) se adoptă structura cu tranzistor (T_3) (v. fig. 8.2, *b*). În acest caz $R_1' \approx 1\ M\Omega$ și π devine

$$\pi = \frac{10^6}{5 + \frac{500}{100}} = 100\,000, \qquad 8.1.24$$

sau în decibeli

$$\pi_{(dB)} = 20 \log 100\,000 = 100\ dB.$$

Punctul de funcționare a unui asemenea amplificator diferențial va fi dat de (v. fig. 8.2, *b*)

$$I_{E_1} = I_{E_2} = \frac{1}{2} I_{C_3} \simeq \frac{1}{2} I_{E_3} = \frac{1}{2} \frac{|E_1 - E_3| - V_{BE}}{R_1}. \qquad 8.1.25$$

Cum

$$I_{C_1} \simeq I_{C_2} \simeq I_{E_1} \simeq I_{E_2} \qquad 8.1.26$$

se obține

$$V_{C_1} = V_{C_2} \simeq E_2 - I_{E_1} R_2 = E_2 - \frac{I_{C_2}}{2} R_2 \qquad 8.1.27$$

sau

$$V_{CE_2} = E_2 - \frac{R_2}{2R_1} [(E_1 - E_3) - 0{,}7]. \qquad 8.1.28$$

8.2. AMPLIFICATOARE OPERAȚIONALE INTEGRATE

Circuitul integrat liniar de bază este amplificatorul operațional care va fi tratat mai pe larg datorită utilizării sale în majoritatea aplicațiilor cu circuite integrate amplificatoare. Cel mai simplu amplificator operațional (A.O.) sub formă integrată conține un etaj diferențial urmat de un etaj final simplu sau în contratimp. Pentru mărirea amplificării se adoptă soluții cu mai multe etaje (diferențiale) de amplificare, precum și etaje speciale cum sînt etaje cu impedanță mare de intrare, etaje de deplasarea nivelului de curent continuu (v. mai departe) etc.

8.2.1. ETAJE DIFERENȚIALE CU TRANZISTORI COMPUȘI (ÎN MONTAJ DARLINGTON) ȘI SUPERBETA

Pentru a obține o impedanță de intrare ridicată, precum și o bună amplificare, în multe scheme de A.O. integrate se folosesc etaje de intrare cu tranzistori în montaj Darlington, montaje cu tranzistori superbeta, sau montaje cu tranzistori cu efect de cîmp (fig. 8.6, *a*).

În figura 8.6, *b* se arată schema unui amplificator diferențial cu tranzistori compuși (Darlington), T_1, T_3 și T_2, T_2 avînd valorile elementelor de circuit trecute în schemă și

$$\beta_{01} = \beta_{02} = 50;\ \beta_{03} = \beta_{04} = 100. \qquad 8.2.1$$

Scanned with OKEN Scanner

În presupunerea că circuitul este perfect simetric, avem, de asemenea

$$I_1 = I_2 = \frac{I_{C_5}}{2} \simeq \frac{I_{E_5}}{2} \qquad 8.2.2$$

$$I_{E_3} = I_{E_4} = I_1 = I_2 \qquad 8.2.3$$

$$I_{C_1} = I_{E_1} = I_{B_3}. \qquad 8.2.4$$

Tensiunea la baza tranzistorului T_5 se calculează cu relația

$$V_{B_5} = I_{E_5} \cdot R_B = \left(\frac{-E_1}{R_{B_1} + R_{B_2}}\right) R_{B_1} = -5\text{V}\,\frac{2{,}7 \cdot 10^3}{(2{,}7 + 1) \cdot 10^3} = -3{,}5\text{ V}. \qquad 8.2.5$$

Tensiunea la emitorul lui T_5 va fi deci

$$V_{E_5} = V_{B_5} - V_{BE(5)} = -3{,}5 - 0{,}7 = -4{,}2\text{ V}. \qquad 8.2.6$$

Curentul de emitor se poate afla imediat (fig. 8.6, *b*)

$$I_{E_5} = \frac{V_{E_5} - (-E_1)}{R_1} = \frac{-4{,}2 + 5}{1 \cdot 10^3} = 0{,}8 \cdot 10^{-3}\text{ A} = 0{,}8\text{ mA}. \qquad 8.2.7$$

Din 8.2.2 și 8.2.7 rezultă imediat

$$I_1 = I_2 = \frac{0{,}8}{2} = 0{,}4\text{ mA} = I_{E_3} = I_{C_3} = I_{C_4}. \qquad 8.2.8$$

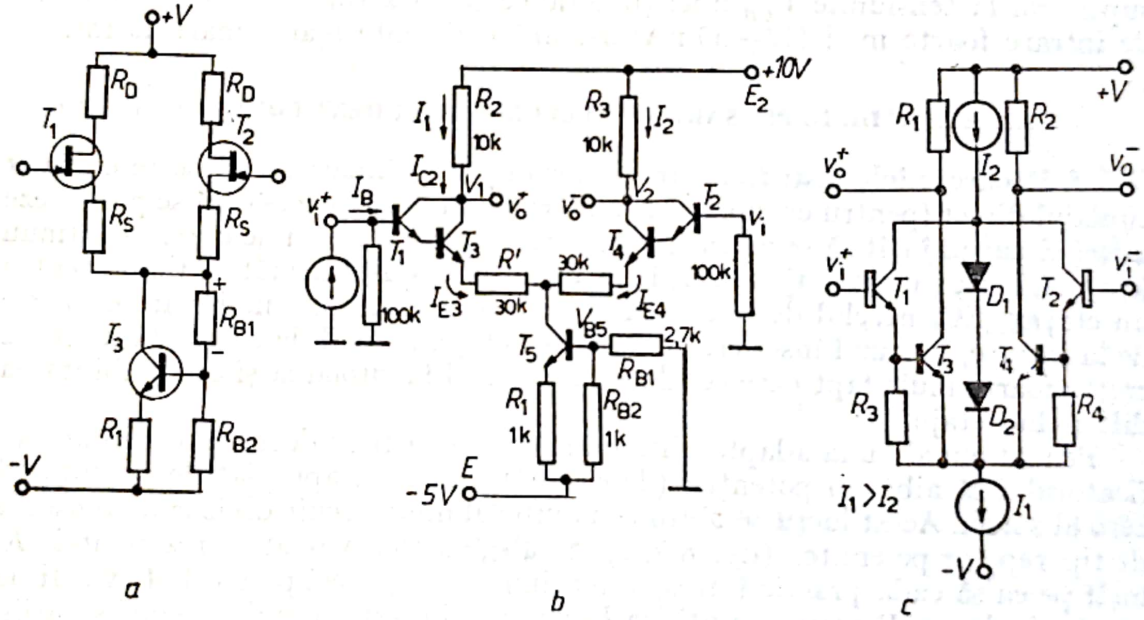


Fig. 8.6

Din relația $I_{C_3} = \beta_{03} I_{B_3}$, ținînd seama de 8.2.4 și 8.2.8 se obține

$$I_{B_3} = \frac{I_{C_3}}{\beta_{03}} = \frac{0{,}4\text{ mA}}{100} = 4\ \mu\text{A} = I_{C_1} = I_{E_1}. \qquad 8.2.9$$

De asemenea, din relația $I_{C_1} = \beta_{01} I_{B_1}$ rezultă

$$I_{B_1} = \frac{I_{C_1}}{\beta_{01}} = \frac{4 \cdot 10^{-6}}{50} = 0{,}08 \cdot 10^{-6}\text{A} = I_{B_2}. \qquad 8.2.10$$

Se vede deci că în circuitele de intrare ale amplificatorului diferențial din figura 9.6, *b*, avem curenți extrem de mici, ceea ce asigură o mare rezistență (impedanță) de intrare.

Scanned with OKEN Scanner

Tensiunile pe colectorii tranzistorilor compuși T_1T_3 și T_2T_4 vor fi

$$V_1 = V_2 = E_2 - I_1R_1 = 10 - 0{,}4 \cdot 10^{-3} \cdot 10 \cdot 10^3 = 6 \text{ V}. \qquad 8.2.11$$

Tensiunea pe emitorul lui T_1 este dată de

$$V_{E_1} = V_{B_1} - V_{BE} = 100 \cdot 10^3 \cdot I_{B_1} - 0{,}7 = 100 \cdot 10^3 \cdot 0{,}0810^{-6} - \\ - 0{,}7 \text{ V} \approx -0{,}7 \text{ V}. \qquad 8.2.12$$

Tensiunea pe emitorul lui T_3 va fi

$$V_{E_3} = V_{E_1} - V_{BE} = -0{,}7 - 0{,}7 = -1{,}4 \text{ V}, \qquad 8.2.13$$

iar tensiunea pe colectorul lui T_5 poate fi găsită cu relația

$$V_{C_5} \simeq V_{E_3} - R'I_{E_3} = -1{,}4 - 30 \cdot 0{,}4 \cdot 10^{-3} \approx -1{,}4 \text{ V}. \qquad 8.2.14$$

În figura 8.6, *c* se reprezintă schema etajului diferențial cu tranzistorii superbeta T_1 și T_2 la intrări. Tehnologia tranzistorilor superbeta (la care $\beta_0 = 3\,000 - 10\,000$), implică precauții speciale pentru evitarea introducerii de defecte de rețea în timpul dopării semiconductorului și obținerea unei baze foarte subțiri ($w < 0{,}3$ μm), dispozitivul caracterizîndu-se printr-o tensiune de străpungere V_{CE} sub 5 V (datorită grosimii mici a bazei). În acest scop se combină fiecare tranzistor superbeta împreună cu tranzistori standard (care preiau surplusul de tensiune), cu care sînt realizați simultan în același proces tehnologic (fig. 8.6, *c*). Diodele D_1 și D_2 asigură funcționarea tranzistorilor superbeta la tensiunile V_{CB} mici (practic egale cu zero) (fig. 8.6, *c*). Curenții de intrare foarte mici (10—50 nA) asigură rezistențe foarte mari de intrare.

8.2.2. ETAJE DE DEPLASARE A NIVELULUI DE CURENT CONTINUU

Deoarece în construcția circuitelor integrate liniare se folosește frecvent cuplajul direct (pentru economie de material activ) este necesar să se proiecteze astfel circuitul încît să se asigure compatibilitatea nivelului de curent continuu (c.c.) la ieșirea unui etaj cu cel de la intrarea etajului următor. Cum, pentru un etaj cu EC, nivelul de c.c. de la ieșire este întotdeauna mai mare decît cel de la intrare, în cazul înserierii mai multor etaje, nivelul de c.c. de la ieșire va crește foarte mult fapt care conduce la greutăți în cuplarea și adaptabilitatea diferitelor etaje.

Pentru o mai bună adaptabilitate între etaje ar fi de dorit ca ieșirea amplificatorului să aibă un potențial (de c.c.) cît mai mic, apropiat de potențialul zero al sursei. Acest lucru se obține cu ajutorul unui circuit divizor de tensiune de tip repetor pe emitor (fig. 8.7, *a*). Se alege astfel valoarea rezistenței R_b încît pe ea să cadă practic întreaga tensiune $-E_e$ și deci punctul A va fi la nivel mic de c.c. Pentru a nu utiliza R_b cu valori mari, în multe cazuri se utilizează un etaj T_2 ca sursă de curent constant (fig. 8.7, *b*, *c*).

Ținînd seama de valorile rezistențelor și tensiunilor de polarizare în cazul schemei practice de deplasare a nivelului de c.c. din figura 8.7, *c*, avem pentru tensiunea din baza lui T_3

$$V_{B_3} = (-5)\frac{2{,}8 \text{ k}}{(2{,}8 + 3{,}5) \text{ k}} \equiv -2{,}2 \text{ V}. \qquad 8.2.15$$

Tensiunea și curentul din emitorul lui T_3 rezultă imediat:

$$V_{E_3} \approx V_{B_3} - 0{,}7 \text{ V} = -2{,}2 - 0{,}7 = -2{,}9 \text{ V}. \qquad 8.2.16$$

$$I_{E3} \equiv \frac{V_{E_3} - E_1}{R_E} = \frac{-2{,}9 - (-5)}{3 \cdot 10^3} = 0{,}7 \cdot 10^{-3} \text{ A}. \qquad 8\,2.17$$

Scanned with OKEN Scanner

Dacă se cere un nivel de tensiune în c.c. în punctul A (la ieşire) cît mai apropiat de zero (adică $V_{ies} \simeq 0 = V_0$) atunci tensiunea V_{E_2} în emitorul lui T_2 va fi

$$V_{E_2} = V_0 + I_{E_2} \cdot R_3 \simeq 0 + 0{,}7 \cdot 10^{-3} \cdot 3{,}3 \cdot 10^3 = 2{,}3 \text{ V}. \qquad 8.2.18$$

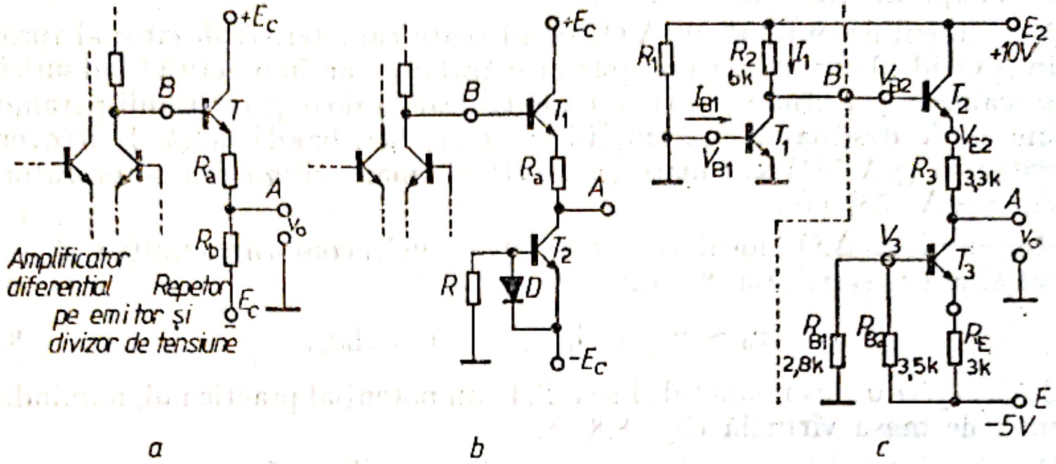


Fig. 8.7

Potenţialul punctului B care reprezintă şi potenţialul (ridicat) de ieşire al amplificatorului fără etaj de deplasare în c.c. (etaj figurat în dreapta, după linia punctată) va fi

$$V_B = V_{B_2} = V_{E_2} + V_{BE(1)} = 2{,}3 + 0{,}7 = 3{,}0\text{V}. \qquad 8.2.19$$

Curentul de colector I_1 al tranzistorului T_1 va fi dat de

$$I_1 = \frac{E_2 - V_{B_2}}{R_2} = \frac{10 - 3}{6 \cdot 10^3} \approx 1{,}16 \text{ mA} = \beta_{01} I_{B_1}. \qquad 8.2.20$$

Tranzistorul T_1 fiind în conducţie (aparţine etajului de amplificare precedent) necesită cel puţin 0,7 V pentru V_{B_1} ca joncţiunea bază-emitor să fie deschisă; în acest caz rezistenţa R_1 va fi determinată de (v. şi 8.2.20)

$$R_1 = \frac{E_2 - V_{B_1}}{I_{B_1}} = \frac{10 - 0{,}7}{I_1} \beta_{01}. \qquad 8.2.21$$

Luînd $\beta_{01} \simeq 100$, se obţine în final

$$R_1 \simeq \frac{9{,}3}{1{,}16 \cdot 10^{-3}} \cdot 100 \simeq 775 \text{ k}. \qquad 8.2.22$$

8.3. AMPLIFICATOARE OPERAŢIONALE CU REACŢIE. CIRCUITE FUNDAMENTALE CU AMPLIFICATOARE OPERAŢIONALE INTEGRATE

8.3.1. FUNCŢIA DE TRANSFER PENTRU AMPLIFICATOARE OPERAŢIONLE (A.O.) CU REACŢIE

Analiza generală şi calculul circuitelor practice cu A.O. se fac pe baza amplificatorului operaţional ideal care este caracterizat prin următoarele proprietăţi:

— Amplificare A_0 în buclă deschisă (fără reacţie), infinită $(A_0 \to \infty)$;

— Impedanță de intrare infinit de mare ($Z_i \to \infty$);
— Impedanță nulă de ieșire ($Z_{ieș} \to 0$);
— Factor de rejecție pe mod comun infinit, adică $FRMC \to \infty$;
— Tensiune nulă de decalaj;
— Timpi de tranziție nuli.

Este dificil de obținut un A.O. avînd toate caracteristicile cît mai aproape de un A.O. ideal; acest lucru nu este neapărat necesar, în practică fiind suficient să se realizeze performanțe foarte bune („ideale") doar pentru unii parametrii în funcție de destinația lor: amplificare mare sau bandă largă de frecvență, putere mică (μA 741) sau mare (μA 791), de mare viteză sau stabilizator de tensiune (μA 723) etc.

Revenind la A.O. ideal (fig. 8.8, *a*), întrucît, conform definiției $A_0 \to \infty$, din relația (v. și relația 8.1.12)

$$v_0 \simeq v_{ieș} = A_0(e_{g_2} - e_{g_1}) = A_0 e_n, \qquad 8.3.1$$

rezultă că $e_n \to 0$; deci punctul A se află la un potențial practic nul, numindu-se și **punct de masă virtuală** (fig. 8.8, *a*).

De obicei amplificatoarele operaționale se utilizează cu reacție negativă (mai rar pozitivă). În acest caz amplificarea A.O. scade (cazul reacției negative), dar stabilitatea, lărgimea benzii de trecere și imunitatea la semnale parazite se îmbunătățesc considerabil.

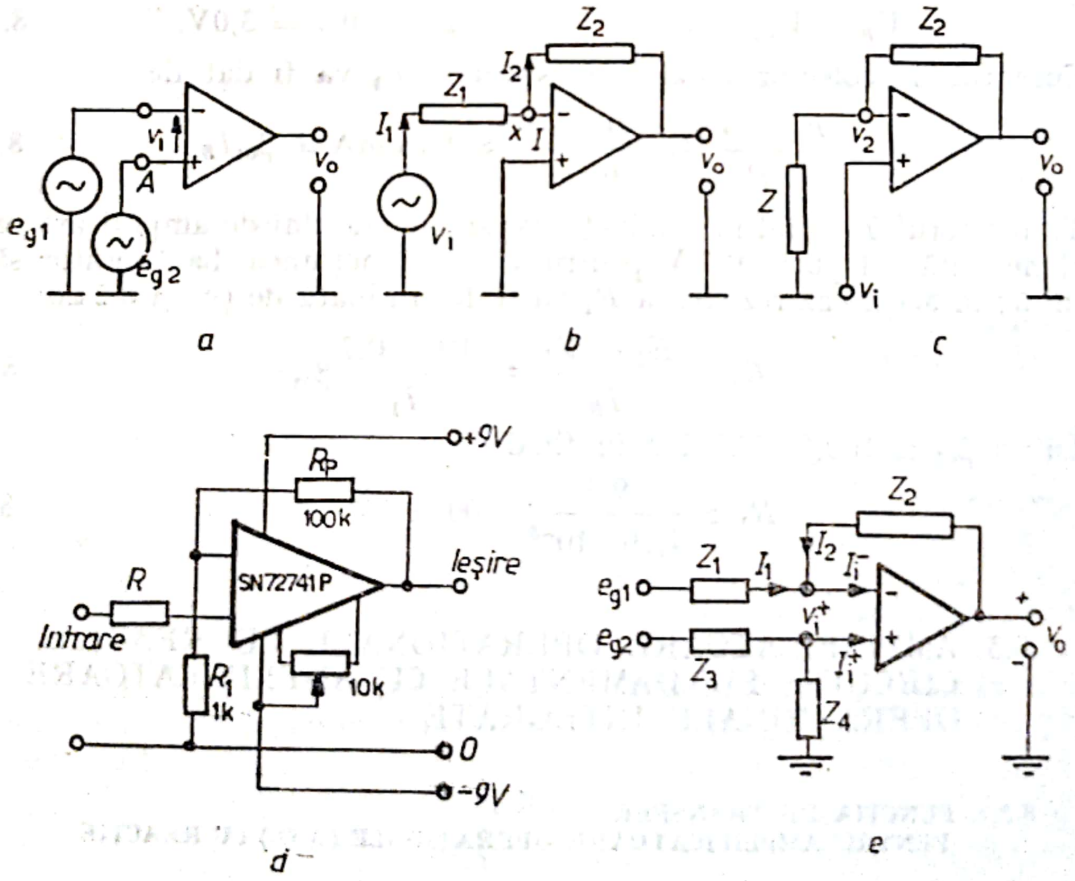


Fig. 8.8

În cazul A.O. inversor cu reacție negativă (fig. 8.8, *b*), întrucît $A_0 \to \infty$ (căci este A.O. ideal), rezultă că impedanța de intrare $Z_i \to \infty$ (v. și definiția)

deci curentul de intrare $I \to 0$. Aplicînd punctului X legea I a lui Kirchhoff se obține

$$I_2 + I_1 \approx 0. \tag{8.3.2}$$

sau

$$I_2 \simeq -I_1. \tag{8.3.3}$$

Cum

$$I_1 = I_{int} = \frac{V_{int}}{Z_1} \text{ și } I_2 = I_0 = \frac{V_{ieș}}{Z_2} \tag{8.3.4}$$

rezultă

$$\frac{V_{int}}{Z_1} = -\frac{V_{ieș}}{Z_2}. \tag{8.3.5}$$

De aici rezultă *caracteristica de transfer*

$$H(s)_{inv} = \frac{V_{ieș}}{V_{int}} = -\frac{Z_2}{Z_1}, \tag{8.3.6}$$

unde mărimile au fost considerate în complex ($s = j\omega$).

Dacă impedanțele Z_1 și Z_2 se reduc la rezistențe pure atunci funcția de transfer coincide (ca valoare) cu *amplificarea în tensiune în buclă închisă* (cu reacție!) pentru montaj inversor

$$A_{v_{inv}} = -\frac{R_2}{R_1}. \tag{8.3.7}$$

În cazul A.O. neinversor, tensiunea de intrare $v_i = v_1$ se aplică la borna neinversoare, iar reacția (negativă) la cealaltă intrare (fig. 8.8, *c*). Tensiunea de reacție este dată de

$$v_2 = v_r = IZ_1 = \frac{V_{ieș}}{Z_1 + Z_2} \cdot Z_1 = F_{rN} V_{ieș}. \tag{8.3.8}$$

Atunci din relația (v. și 8.1.12 sau 8.3.1)

$$v_0 = V_{ieș} = A(v_1 - v_2) \tag{8.3.9}$$

prin înlocuirea lui $v_2 = v_r$ și $v_1 = V_{int}$, se obține

$$V_{ieș} = A\left(V_{int} - V_{ieș}\frac{Z_1}{Z_1 + Z_2}\right). \tag{8.3.10}$$

Dînd factor pe A rezultă

$$AV_{ieș}\left(\frac{1}{A} + \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2}\right) = AV_{int}. \tag{8.3.11}$$

Cum pentru A.O. în buclă deschisă $A \approx A_0 \to \infty$, relația 8.3.11 devine

$$V_{ieș} = V_{int}\left(\frac{Z_1 + Z_2}{Z_1}\right) = V_{int}\left(1 + \frac{Z_2}{Z_1}\right). \tag{8.3.12}$$

Funcția de transfer pentru circuitul neinversor va fi deci

$$H(s)_{neinv} = \frac{V_{ieș}}{V_{int}} = 1 + \frac{Z_2}{Z_1}. \tag{8.3.13}$$

Scanned with OKEN Scanner

Ea coincide cu amplificarea în buclă închisă pentru acest circuit

$$A_{neinv} = 1 + \frac{R_2}{R_1} \qquad 8.3.14$$

dacă în locul impedanțelor Z_1, Z_2 se aleg rezistențe pure.

Din 8.3.14 se vede că se poate fixa o valoare pentru amplificare A_{neinv} (sau A_{inv}) alegînd în mod corespunzător valorile pentru R_2 sau R_1. În cazul figurii 8.8, *d* unde se dă o schemă practică pentru un A.O. de larg consum (μA 741) amplificarea în buclă închisă va fi (conform cu 8.3.14)

$$A_{neinv} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} = \frac{100\,\text{k} + 1\,\text{k}}{1\,\text{k}} = 101. \qquad 8.3.15$$

În figura 8.6, *e* este reprezentat montajul diferențial pentru A.O. cu reacție negativă. Aplicînd prima lege a lui Kirchhoff bornei neinversoare a A.O. se obține (fig. 8.8, *e*).

$$I_i^- = I_1 + I_2 \qquad 8.3.16$$

sau

$$\frac{e_{g_1} - v_i^-}{Z_1} + \frac{v_0 - v_i^-}{Z_2} - I_i^- = 0. \qquad 8.3.16'$$

Cum s-a considerat A.O. ideal, atunci $I_i^- = I_i^+ = 0$ și $v_{id} = e_n = 0$. Atunci 8.3.16′ devine

$$v_0 = v_i^- \left(1 + \frac{Z_2}{Z_1}\right) - e_{g_1} \frac{Z_2}{Z_1}. \qquad 8.3.17$$

Cum pentru A.O. ideal, $v_i^- = v_i^+$, iar

$$v_i^+ = I_i^+ Z_4 = \frac{e_{g_2}}{Z_3 + Z_4} \cdot Z_4 = v_i^-, \qquad 8.3.18$$

ecuația 8.3.17 se poate pune sub forma

$$v_0 = e_{g_2}\left(1 + \frac{Z_2}{Z_1}\right)\frac{Z_4}{Z_3 + Z_4} - e_{g_1}\frac{Z_2}{Z_1}. \qquad 8.3.19$$

Dacă se aleg impedanțele astfel încît

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_3}{Z_4} \qquad 8.3.20$$

se obține

$$v_0 = e_{g_2}\left(1 + \frac{Z_2}{Z_1}\right)\frac{\dfrac{Z_4}{Z_3}}{1 + \dfrac{Z_4}{Z_3}} - e_{g_1}\frac{Z_2}{Z_1} = \frac{Z_2}{Z_1}(e_{g_2} - e_{g_1}) \qquad 8.3.21$$

sau

$$v_0 = (e_{g_2} - e_{g_1})\frac{Z_2}{Z_1} = v_{id}\frac{Z_2}{Z_1}. \qquad 8.3.22$$

Funcția de transfer pentru acest montaj diferențial va fi deci

$$H(s)_{dif} = \frac{v_0}{v_{id}} = \frac{Z_2}{Z_1}\left(= \frac{R_2}{R_1} \text{ pentru rezistențe pure}\right). \qquad 8.3.23$$

Scanned with OKEN Scanner

8.3.2. AMPLIFICATOARE OPERAȚIONALE ÎN CALCULATOARE ELECTRONICE ANALOGICE

Amplificatoarele operaționale pot fi utilizate pentru efectuarea diferitelor operații matematice (de unde și denumirea) în calculatoare analogice sau în instalații de automatizare etc.

Cînd lucrează ca amplificator de tensiune (fig. 8.8, *b*) un A.O. poate fi considerat că realizează operația de **înmulțire (multiplicare)** cu un factor constant (v. și 8.3.5)

$$v_0 = -kv_i \qquad 8.3.24$$

în care $k = Z_2/Z_1$. Factorul de multiplicare se poate fixa prin alegerea convenabilă a impedanțelor Z_2 și Z_1 (sau rezistențelor respective).

Schema unui **sumator (inversor)** cu A.O este redată în figura 8.9, *a*. Întrucît intrarea neinversoare se află legată la masă (fig. 8.9, *a*), iar $A \to \infty$ (amplificator ideal), atunci și intrarea inversoare va fi de asemenea virtual pusă la masă deoarece (v. 8.3.1), $e_n = v_i \simeq 0$ (deci și $I_i \simeq 0$).

Tensiunile de intrare V_i vor determina prin rezistențele R_i, curenții

$$I_1 = \frac{V_1 - 0}{R_1}; \quad I_2 = \frac{V_2 - 0}{R_2}; \ldots I_n \simeq \frac{V_n}{R_n}. \qquad 8.3.25$$

Curentul prin rezistența de reacție va fi

$$I_r = \frac{0 - v_0}{R_r}. \qquad 9.3.26$$

Deoarece $I_{int} = 0$, rezultă că

$$I_r = I_1 + I_2 + I_3 \ldots + I_n \qquad 8.3.27$$

sau

$$-\frac{v_0}{R_r} = \frac{V_1}{R_1} + \frac{V_2}{R_2} + \ldots + \frac{V_n}{R_n}. \qquad 8.3.28$$

Dacă se aleg toate rezistențele de la intrare egale între ele și egale cu R_r rezultă

$$v_0 = -(V_1 + V_2 + V_3 + \ldots + V_n) \qquad 8.3.29$$

deci circuitul lucrează ca sumator inversor.

În figura 8.9, *b* este reprezentată schema unui **extractor** simplu, care efectuează scăderea a două tensiuni. Cum A.O. este ideal, $e_n \to 0$, deci se poate scrie că

$$v_i^- \approx v_i^+. \qquad 8.3.30$$

Alegînd rezistențele ca în figura 8.9, *b* atunci

$$v_i^+ = V_2 \frac{R'}{R' + R'} = \frac{V_2}{2}. \qquad 8.3.31$$

Scanned with OKEN Scanner

Cum curenții de intrare sînt egali, avem

$$\frac{V_1 - v_i^-}{R} = \frac{v_i^- - V_0}{R}. \qquad 8.3.32$$

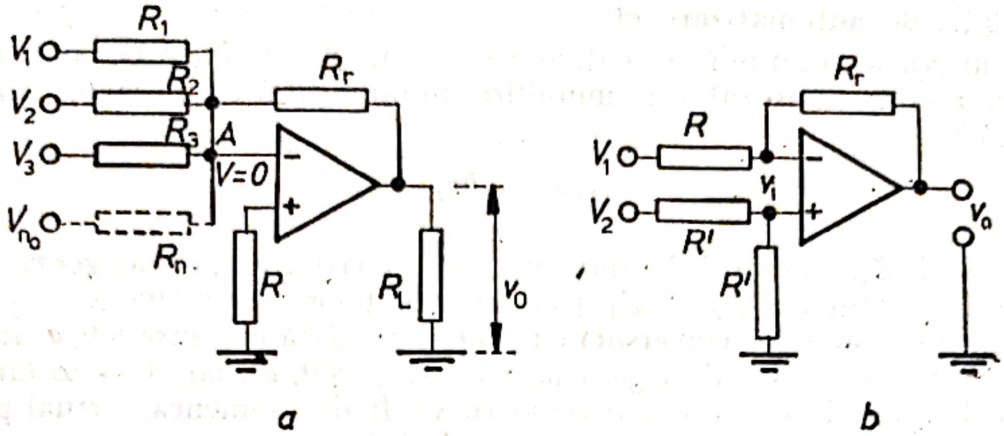


Fig. 8.9

Ținînd seama de 8.3.30, rezultă

$$v_i^- = \frac{1}{2}(V_1 + v_0) = v_i^+ = \frac{V_2}{2} \qquad 8.3.33$$

sau

$$V_2 = V_1 + v_0 \qquad 8.3.34$$

adică

$$v_0 = V_2 - V_1. \qquad 8.3.35$$

Circuit integrator. A.O. poate lucra ca integrator într-un montaj inversor ca în figura 8.10, *a*. Întrucît $v_i^- = v_i^+$ (avem A.O. ideal, deci $I_i = 0$), curentul din R va trece prin condensator adică

$$I_1 = I_2 = i_c. \qquad 8.3.36$$

Tensiunea și curentul la bornele condensatorului C sînt determinate prin relațiile (pentru valori instantanee):

$$i_c = C\frac{dv_c}{dt} \qquad 8.3.37$$

$$v_c = \frac{1}{C}\int i_c\, dt. \qquad 8.3.38$$

Condensatorul C fiind legat la masă în punctul A (fig. 8.10, *a*), tensiunea la care este supus este v_0 și ca atare

$$v_0 = -\frac{1}{C}\int_0^t I_1\, dt = -\frac{1}{CR}\int_0^t v_s dt. \qquad 8.3.39$$

Dacă se aleg valorile astfel încît $RC = 1$, atunci tensiunea de ieșire se exprimă prin valoarea integrată a tensiunii de intrare

$$v_0 = -\int_0^t v_s\, dt. \qquad 8.3.40$$

Scanned with OKEN Scanner

A.O. ca diferențiator. Schema unui circuit diferențiator cu A.O. este redată în figura 8.10, *b*. Întrucît condensatorul *C* este virtual legat la masă în punctul *A* atunci prin el trece curent numai la variația tensiunii de intrare, adică

$$I_1 = C\frac{dv_s}{dt}. \qquad 8.3.41$$

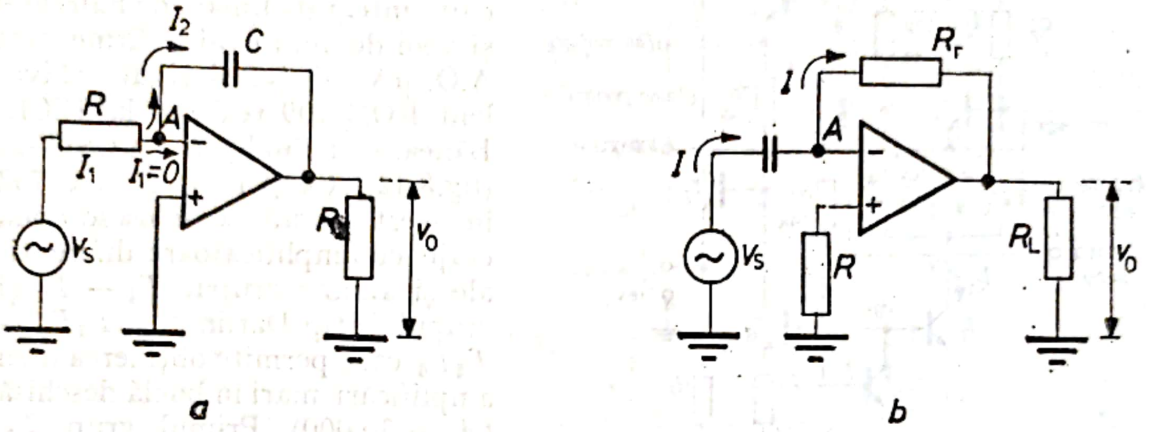


Fig. 8.10

Fiind un A.O. ideal ($Z_i \to \infty$), acest curent va trece prin rezistența de reacție R_r care are de asemenea un capăt la masă (în A), deci

$$0 - v_0 = R_r I_1. \qquad 8.3.42$$

Înlocuind pe I_1 din 8.3.41 se obține

$$v_0 = -R_r C\frac{d(v_s)}{dt}, \qquad 8.3.43$$

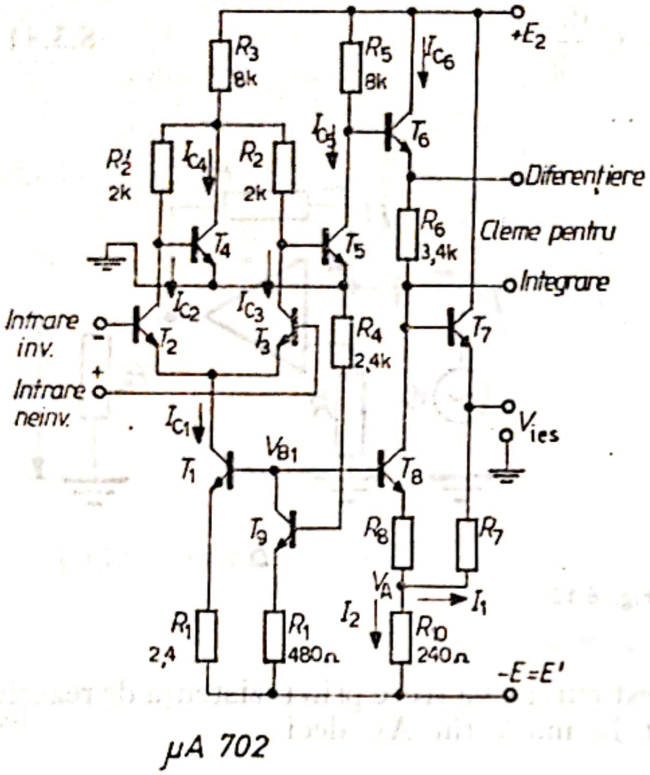
adică tensiunea de la ieșirea A.O. reprezintă diferențiala tensiunii aplicate la intrare.

8.4. TIPURI DE AMPLIFICATOARE OPERAȚIONALE INTEGRATE

În figura 8.11 este redată schema amplificatorului operațional μA 702 (Fairchild, S.U.A) sau SN 72 702 Texax Instruments, care poate lucra într-o gamă largă de frecvențe (pînă la 30 MHz) cu un coeficient de amplificare mediu. Din figură se vede că etajul de intrare este construit pe schemă de amplificator diferențial cu tranzistorii T_2 și T_3 alimentați prin generatorul de curent constant cu tranzistorul T_1. Tensiunea de polarizare a bazelor tranzistorilor T_1 și T_8 este dată de la circuitul conținînd tranzistorul T_9 în regim de diodă.

Etajul următor al A.O. μA 702 este construit cu tranzistorii T_4 și T_5. Tranzistorul T_5 este conectat în montaj *EC*, iar T_4 este montat în brațul celălalt al amplificatorului diferențial simetrizînd curenții de colector ai tranzistorilor T_2 și T_3 și realizînd totodată o amplificare suplimentară. Tranzistorii

T_6 și T_8 constituie etajul de deplasare a nivelului de curent continuu, iar tranzistorul T_7 reprezintă etajul de ieșire (cu repetor pe emitor). Rezistența R_7 din emitorul lui T_7 este conectată la divizorul rezistiv din emitorul tranzistorului T_8 obținîndu-se astfel și o reacție pozitivă care duce la creșterea amplificării etajului.



μA 702

Fig. 8.11

Un alt amplificator operațional realizat printre primele circuite integrate liniare de Fairchild și apoi de multe alte firme este A.O. μA 709 (v. și tipul echivalent ROB 709 realizat la ICCE-Băneasa, actualmente CCSIT-S) (fig.8.12). Ca și la A.O. μA 702 în acest circuit se folosesc două etaje cu amplificatoare diferențiale și anume grupul $T_1 - T_2$ și grupul de tip Darlington $T_3T_5 - T_4T_6$ care permite obținerea unei amplificări mari în buclă deschisă ($A_0 = 30\,000$). Primul grup T_1, T_2 are în circuitul emitorilor o sursă de curent constant montată pe tranzistorul T_{11}.

Alimentarea tranzistorilor T_3 și T_4 (din primele etaje ale montajelor Darlington) este asigurată de la potențialul punctului A prin intermediul circuitelor de stabilizare T_9, R_7, R_9 și T_{12}, T_{13}, R_7 și R_{15} [40]. Tranzistorii T_8 și T_9 de conducție complementară constituie etajul de deplasare a nivelului de c.c. și de adaptare a semnalului pentru amplificarea cu etajul final complex format din T_{12}, T_{13} și T_{14}.

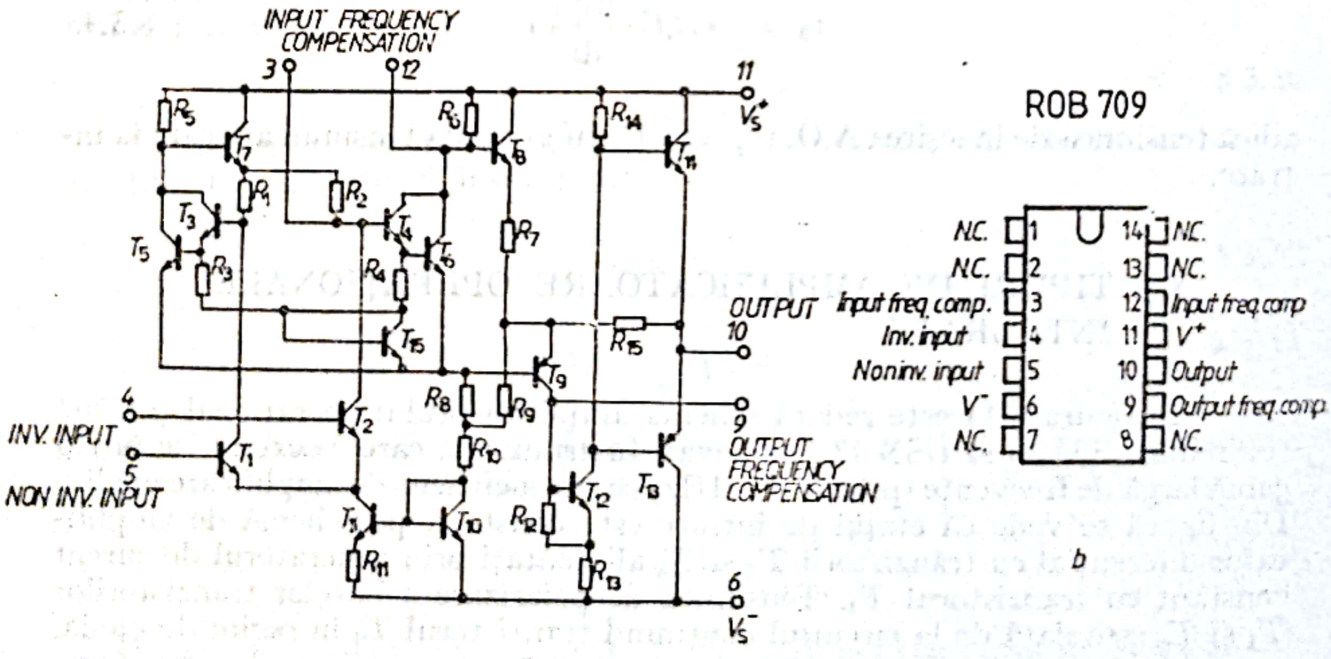


Fig. 8.12

Circuitul μA 709 mai conține și unele borne suplimentare (3,9 și 12, fig. 8.12,*a* și *b*) pentru compensarea externă în frecvență (și în fază) a schemei de amplificare (v. circuit de reacție externă discutat în § 5.6.4,. Unele circuite

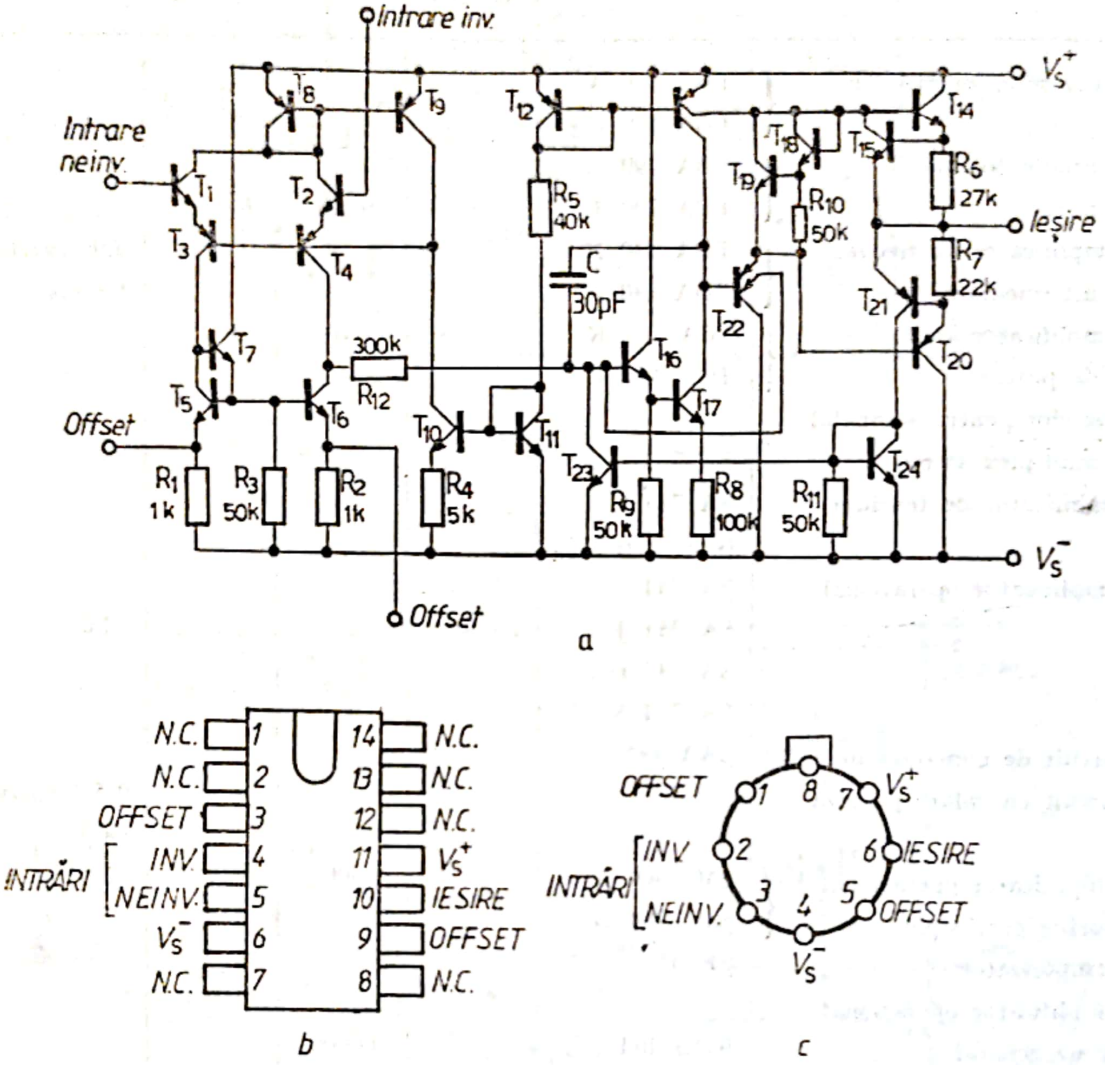


Fig. 8.13

integrate mai noi, deci mai perfecționate, cum este de exemplu amplificatorul μA 741 (fig. 8.13) sînt compensate cu frecvența prin construcție, avînd unele circuite și componente interne suplimentare (condensator de 30 pF, fig. 8.13, *a* în acest scop. Asemenea circuite, de tipul μA 741 sînt fabricate și în țara noastră la I.P.R.S Băneasa, sub denumirea de βA 741 în mai multe variante (tabel 8.1).

În tabelul 8.1 mai sînt redate și alte tipuri de circuite integrate liniare de fabricație românească printre care A.O. de mare viteză ROB 115 (fig. 8.14), amplificatorul de joasă frecvență ROB-151, amplificatorul audio de putere TCA 150 T (fig. 8.15, *a*, *b*), circuirele radio-receptor MA/MF TBA 570 A și TBA 570 C, precum și unele circuite integrate liniare speciale. În figura 8.16, *a*, *b*, *c* sînt reprezentate schema bloc, schema electrică detaliată și configurația terminalelor (capsulă MP-117) pentru circuitul radioreceptor TBA-570 A.

Scanned with OKEN Scanner

Tabel 8.1

Circuite integrate liniare, românești

Denumirea, funcția	Tipul	Amplif. în buclă deschisă	Amplif. în tensiune	Puterea ieșire, W	Frecvența de tăiere, MHZ
Radioreceptor MA/MF	TBA 570 A TBA 570 C				
Amplificator audio de putere	TBA 790 TBA 790 T		49 db	1	
Amplificator de frecvență intermediară	TDA 440 N TDA 440 P				8,0 (bandă trecere)
Amplificator audio de putere	TCA 150 K TCA 150 T		49 db	5	
Decodor pentru semnalul multiplex stereo	βA 758				
Stabilizator de tensiune	βA 723 C (sau ROB 723)				
Amplificator operațional	βA 741				
	βA 741 J	$2 \cdot 10^5$			1,0
	βA 741 H				
	βA 741 N				
Circuit de comandă în fază	βAA 145				
Circuit cu calare pe fază	βE 565				0,5 (pentru OCT)
Amplificator operațional Norton cuadruplu	βM 3900 A βM 3900 B		2800		2,5
Temporizator	βE 555				
Amplificator operațional de uz general	ROB 101		160000		
Amplificator operațional de viteză mare	ROB 115		30000		65
Amplificator de joasă frecvență	ROB 151	70 db		0,6	
Preamplificator audio	ROB 435	80 db	4	10 KHz	
Amplificator operațional de uz general	ROB 709	30000			
Amplificator diferențial video	ROB 733	600		120	
Matrice de tranzistori	ROB 3018			500	
Multiplexor cu 8 canale	ROM 05 (Tehnologie MOS)			(Frecv. de tranziție)	

Scanned with OKEN Scanner

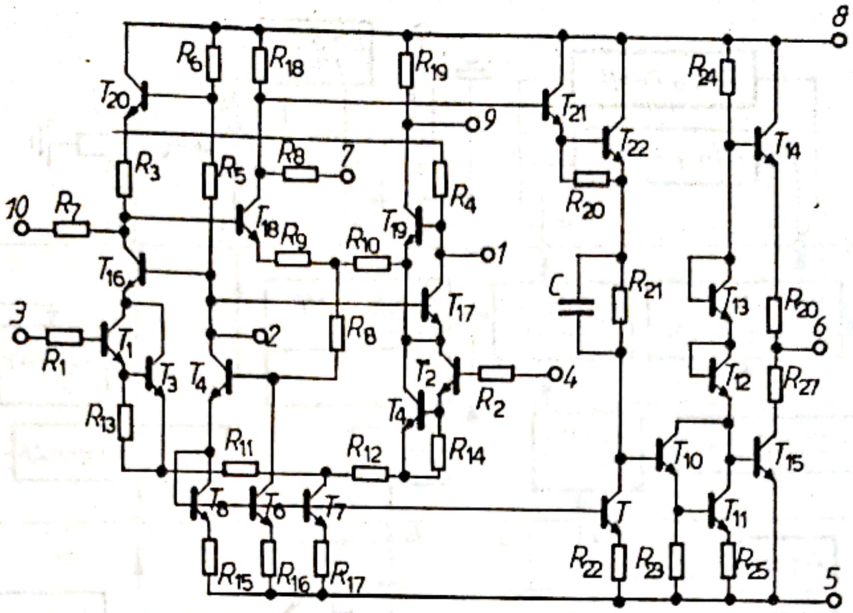
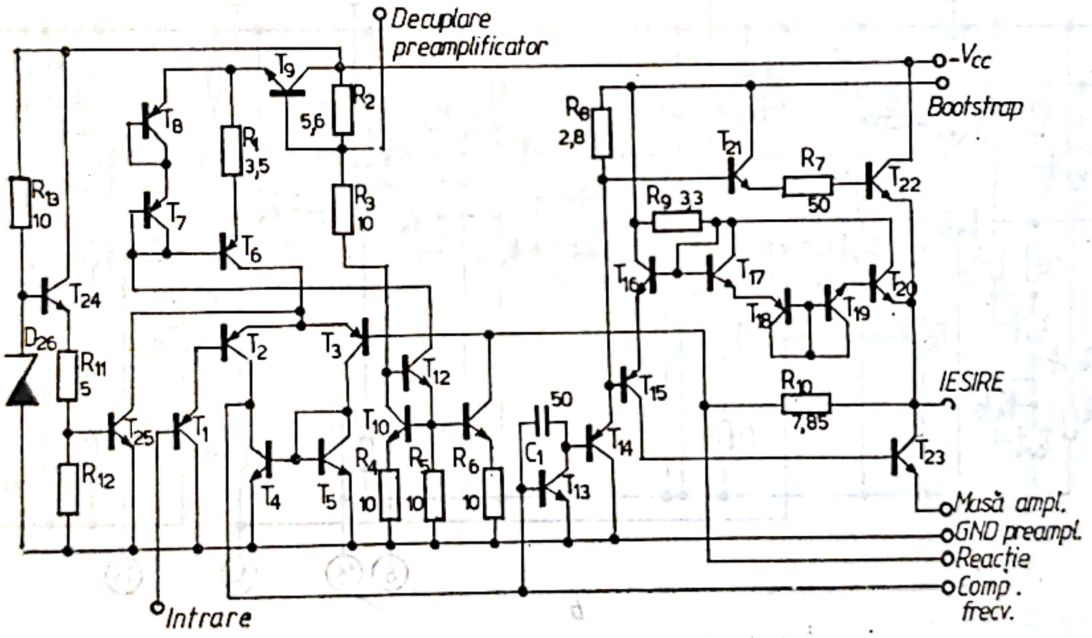


Fig. 8.14



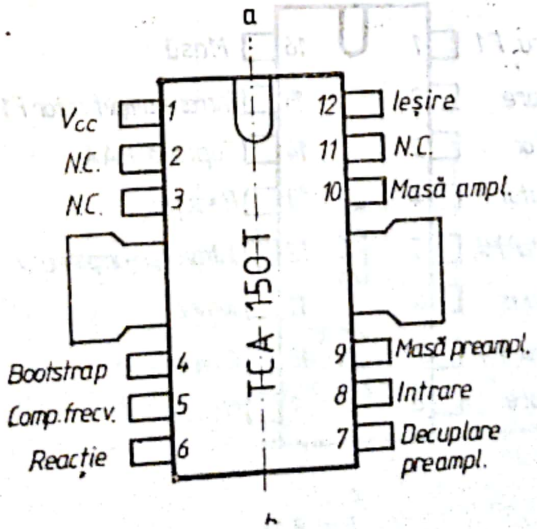
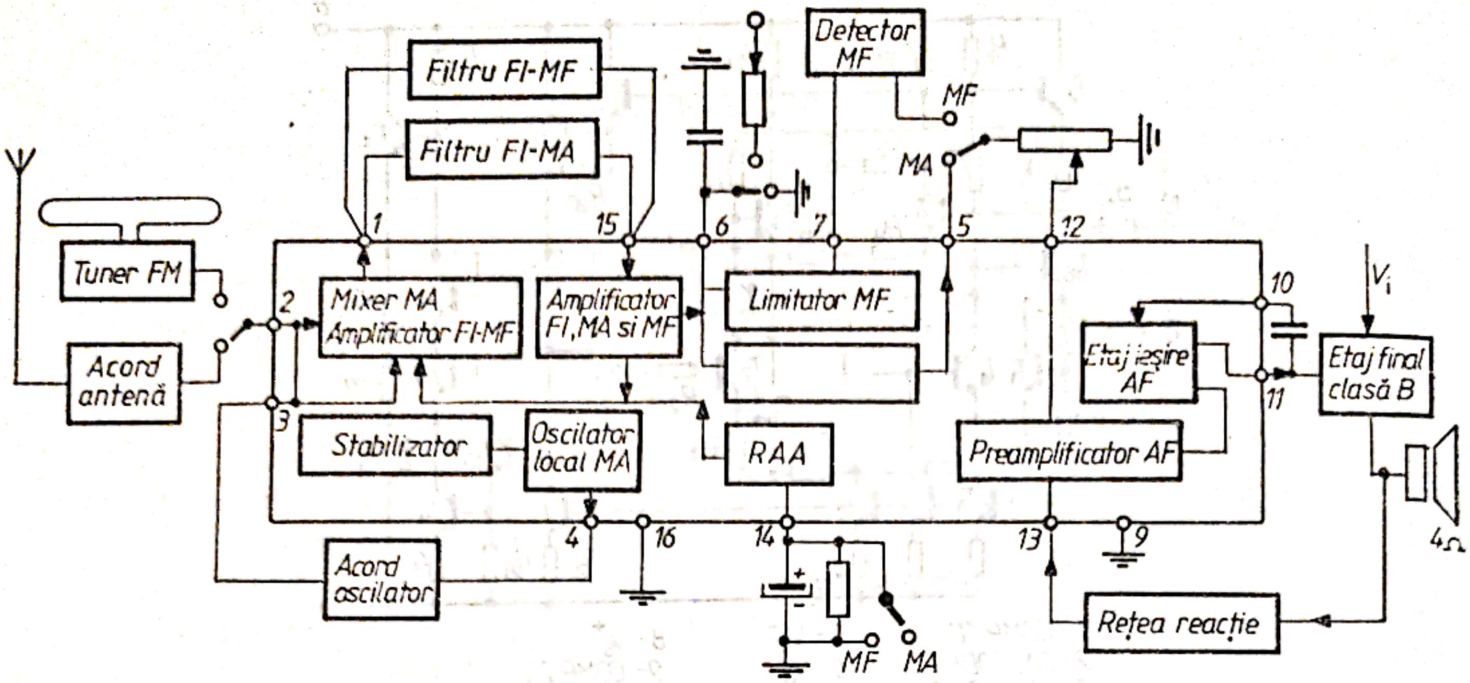
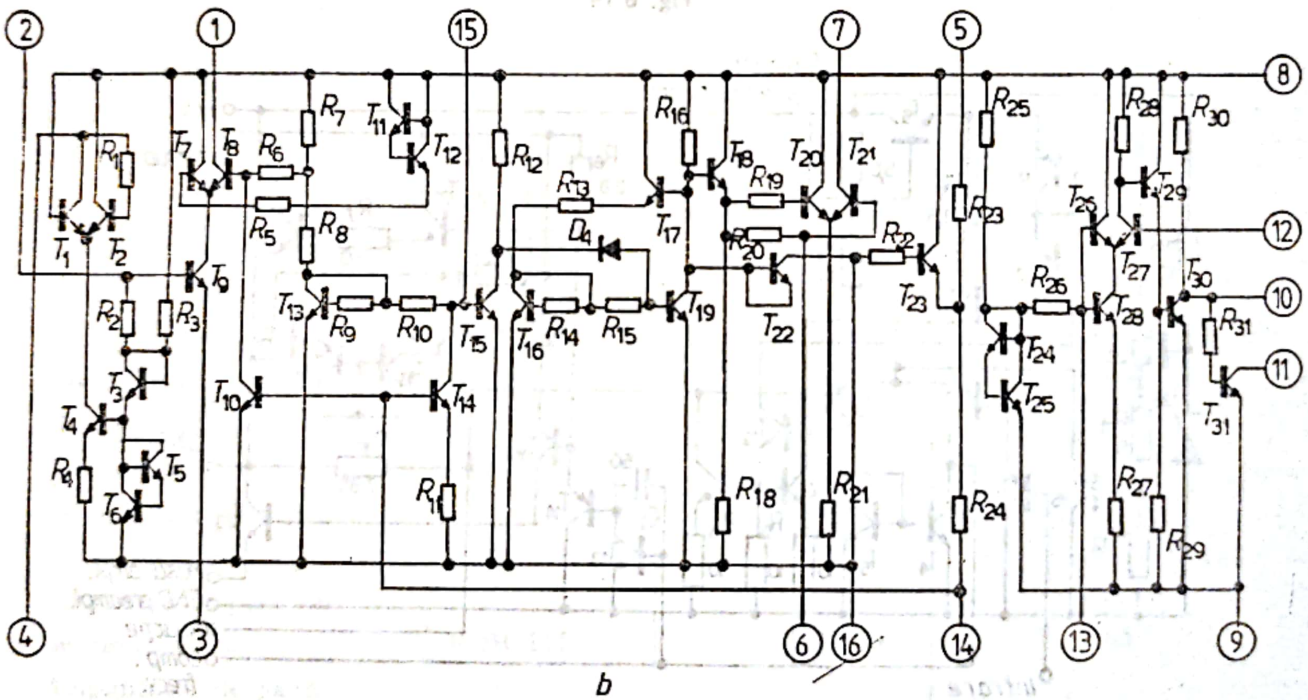


Fig. 8.15

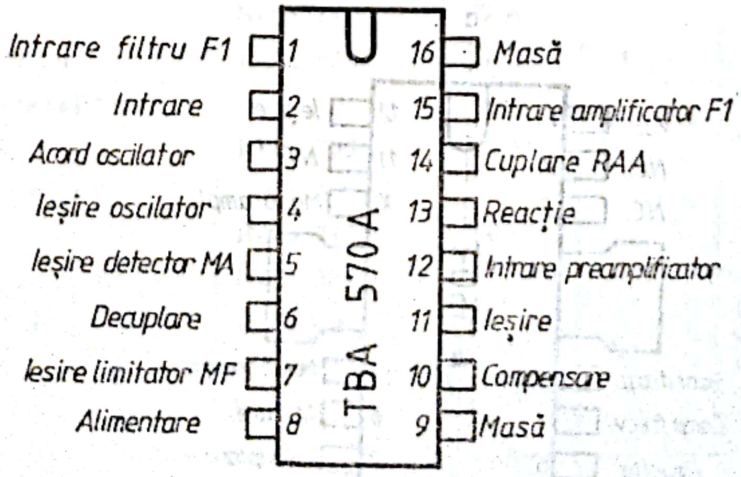
Scanned with OKEN Scanner



a



b



c

Fig. 8.16

Scanned with OKEN Scanner

Tabel 8.2

Circuite integrate liniare, firme străine

Denumirea, funcţia	Tipul	Amplif. în tensiune K_u, V/mV	Puterea ieşire, W	Frecvenţa de tăiere, MHz
Amplificator operaţional	µA 702	3,6		30
Amplificator operaţional	µA 709	45		5,0
Amplificator operaţional	µA 741	50—200		1,0
Amplificator operaţional	LM 101 A	50 ... 160		1,10
Amplificator operaţional	140 YD1A/B (URSS)	0,9 ... 4		
		2 ... 10,5		5,0
Amplificator operaţional de uz general	140 YD2 (URSS)	35		2,0
Amplificator operaţional de uz general	153 YD1 (URSS)	20		1,0
Amplificator operaţional de precizie	µA 725	$3 \cdot 10^3$		0,5
Amplificator operaţional de precizie	LM 108 (superbeta)	300		1,0
Amplificator operaţional de precizie	LM 118	200		15,0
Amplificator operaţional de viteză mare, în construcţie hibridă (cu straturi subţiri)	LH 0024	60		70,0
Amplificator operaţional	M 5133 P (Mitsubishi)	84 db		
Amplificator audio	M 5115 P (Mitsubishi)	60 db	2,0	
Amplificator audio	M 51513 L (Mitsubishi)	60 db	5,5	
Amplificator operaţional (cu tranzistori cu efect de cîmp)	LF-156			4,5
Amplificator operaţional cu tranzistori MOS	CA 3130			4,0
Amplificator operaţional	µA 776	50		0,2
Amplificator operaţional de uz industrial	µA 777	25		1,0

Comparatoare: µA 710; µA 711; LM 106; SE 527

Scanned with OKEN Scanner

În tabelul 8.2 sînt menționate cîteva din numeroasele tipuri de amplificatoare operaționale și alte circuite integrate liniare fabricate de principalele firme străine producătoare de circuite integrate, inclusiv A.O. cu tranzistori superbeta (LM 108, fig. 8.17) sau cu perechi de tranzistori cu efect de cîmp cu poartă joncțiune (circuitul LF-156, fig. 8.18) și cu perechi de tranzistori MOS (A.O. tip CA-3130, fig. 8.19).

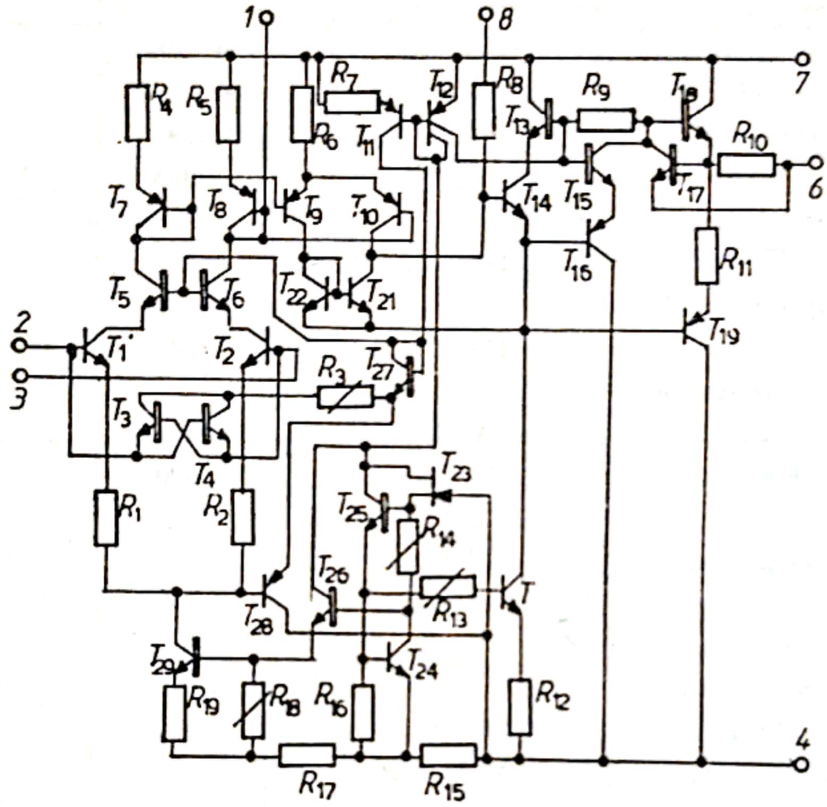


Fig. 8.17

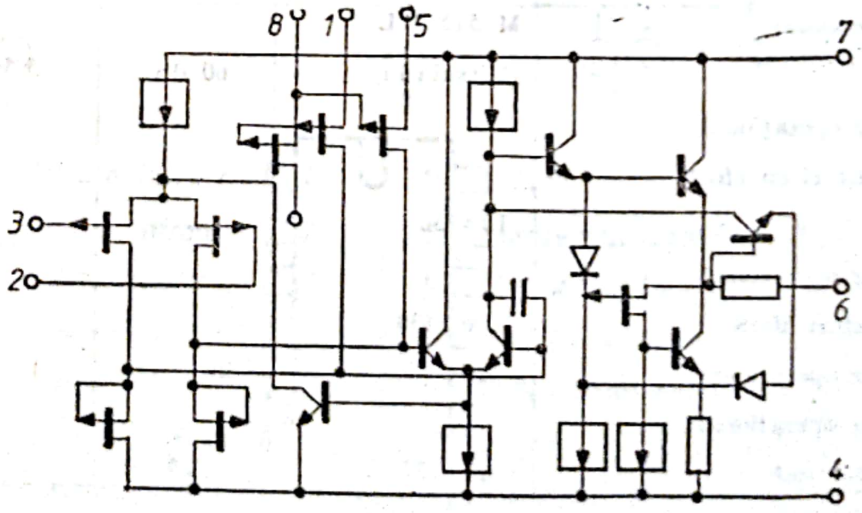


Fig. 8.18

Scanned with OKEN Scanner

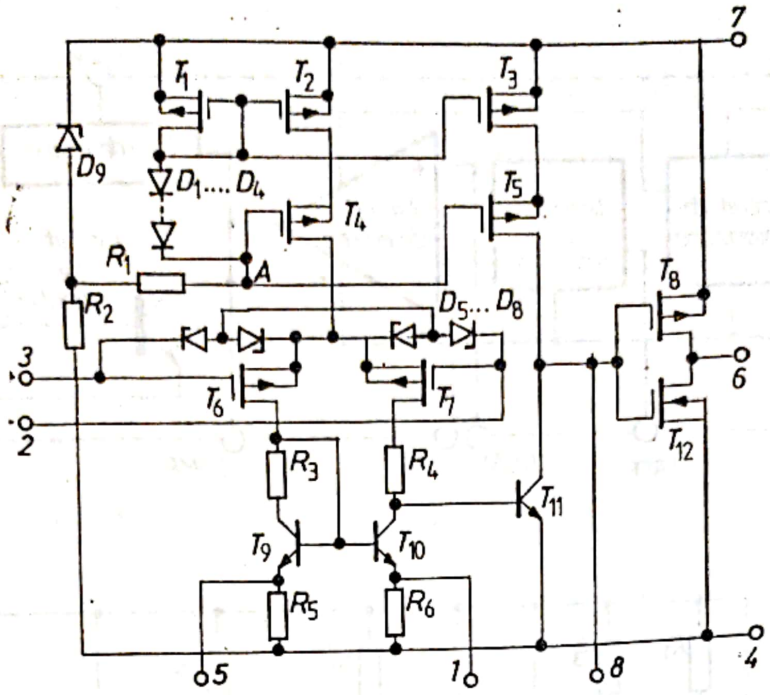


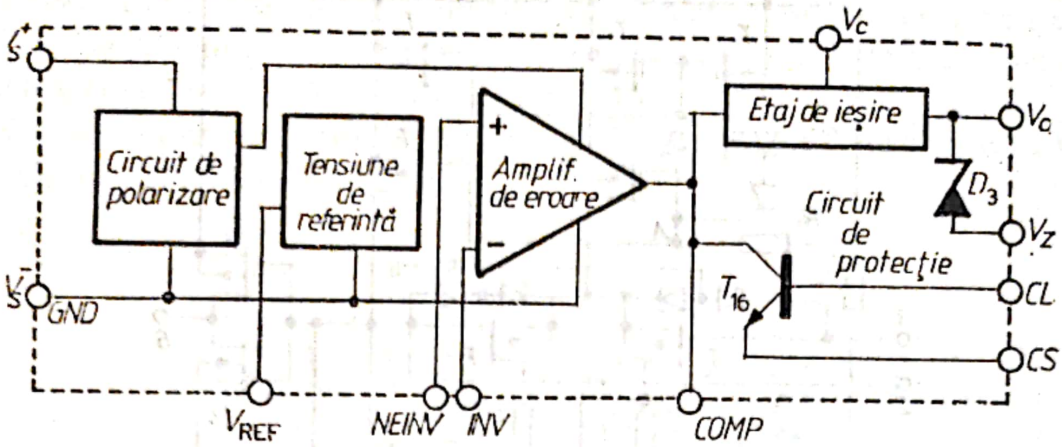
Fig. 8.19

De mare interes pentru aplicațiile practice în vederea alimentării diferitelor scheme electronice sînt **stabilizatoarele de tensiune integrate** avînd încorporate diode Zener ca element de referință (v. tabelele 8.1 și 8.2). În figura 8.20, *a* este redată schema bloc a regulatorului dublu de tensiune μA 723 (ROB-723-producție I.C.C.E.), iar în figura 8.20, *b* se prezintă schema electrică a circuitului. Principalii parametri ai circuitului sînt următorii:

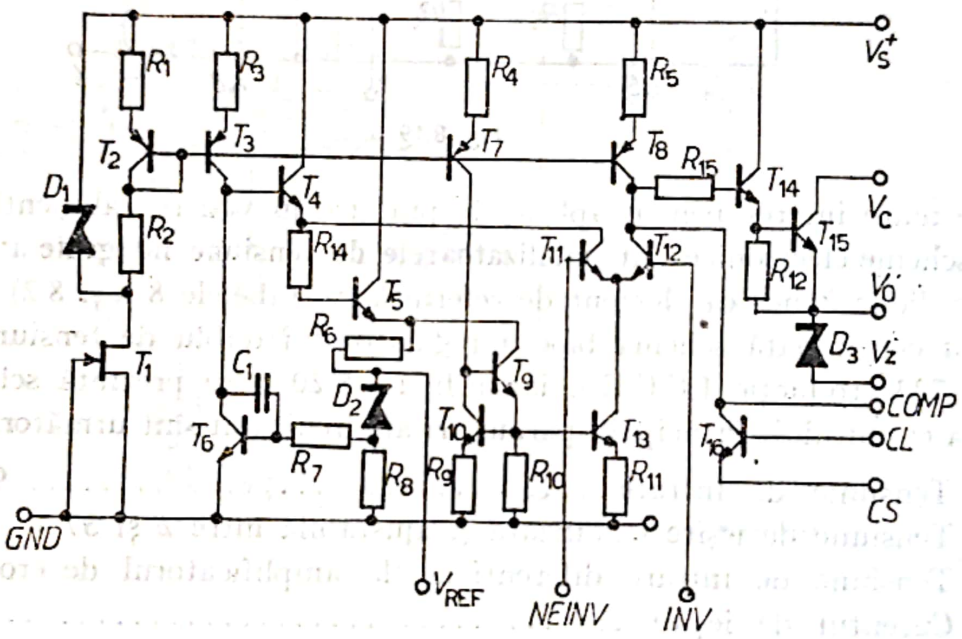
— Tensiune de intrare ..... 9,5 — 40 V
— Tensiune de ieșire stabilizată și ajustabilă între 2 și 37 V
— Tensiune de intrare diferențială (la amplificatorul de eroare) ..5 V
— Curentul de ieșire .....150 mA
— Putere disipată ..... 600 mW.

Se vede că sursa de tensiune de referință conține un amplificator A_1 care are în bucla de reacție două diode stabilizatoare D_z, iar amplificatorul de eroare este un amplificator diferențial realizat cu tranzistorii T_{11} și T_{12}. În figura 8.20, *c* și *d* sînt redate configurațiile terminalelor pentru două tipuri de capsule (TO-116 și respectiv TO-100, vedere de sus) ale circuitului integrat μA 723.

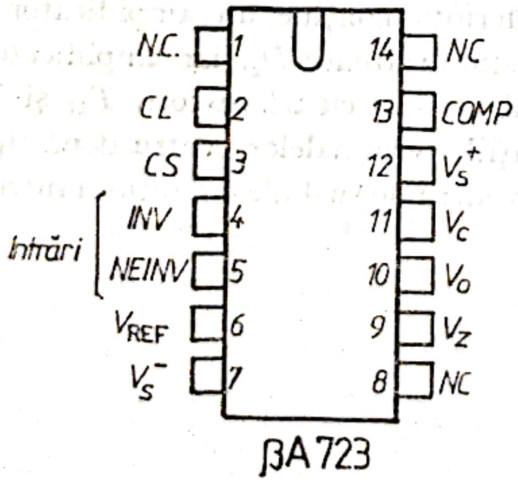
Scanned with OKEN Scanner



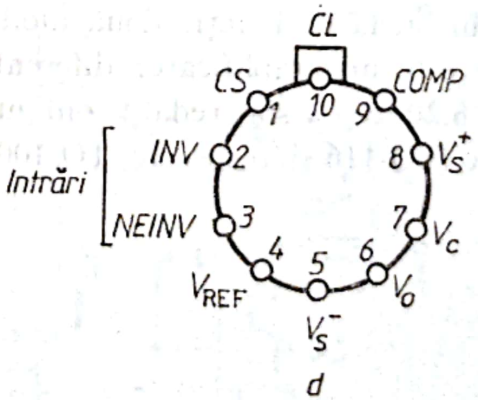
a



b



c



d

Fig. 8.20

Scanned with OKEN Scanner

ANEXE

Anexa 1

Din 1.5.16 și 1. 5. 17 obținem

$$\hat{P}_j(q) = i\omega_j \left[\left(\frac{2\hbar}{\omega_j}\right)^{1/2} \hat{a}_j^{\dagger}(q) - \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\right] \qquad \text{A.1.1.}$$

$$\hat{P}_j^{\bullet}(q) = -i\omega_j \left[\left(\frac{2\hbar}{\omega_j}\right)^{1/2} \hat{a}_j(q) - \hat{Q}_j(q)\right]. \qquad \text{A.1.2}$$

Să construim acum produsul $\hat{P}_j(q)\ \hat{P}_j^{\bullet}(q)$ folosind A.1.1 și A.1.2.

$$\hat{P}_j(q)\ \hat{P}_j^{\bullet}(q) = \omega_j^2 \left[\left(\frac{2\hbar}{\omega_j}\right)^{1/2} a_j^{\dagger}(q) - \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\right]\left[\left(\frac{2\hbar}{\omega_j}\right)^{1/2} \hat{a}_j(q) - \hat{Q}_j(q)\right]$$

sau

$$\hat{P}_j(q)\ \hat{P}_j^{\bullet}(q) = \omega_j^2 \left[\frac{2\hbar}{\omega_j}\ \hat{a}_j^{\dagger}(q)\ \hat{a}_j(q) - \left(\frac{2\hbar}{\omega_j}\right)^{1/2} \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\ \hat{a}_j(q) - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{2\hbar}{\omega_j}\right)^{1/2} \hat{a}_j^{\dagger}(q)\ \hat{Q}_j(q) + \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\ \hat{Q}_j(q)\right]. \qquad \text{A.1.3}$$

În A.1.3 să folosim 1.5.16 și 1.5.17 în produsele de forma $\hat{Q}_j\hat{a}_j$

$$\hat{P}_j(q)\ \hat{P}^{\bullet}(q) = \omega_j^2 \left\{\frac{2\hbar}{\omega_j}\ \hat{a}_j^{\dagger}(q)\ \hat{a}_j(q) - \hat{Q}_j^{\bullet}\left[\hat{Q}_j(q) + \frac{i}{\omega_j}\ \hat{P}_j^{\bullet}(q)\right] - \right.$$

$$\left. - \left[\hat{Q}^{\bullet}(q) - \frac{i}{\omega_j}\ \hat{P}_j(q)\right]\ \hat{Q}_j(q) + \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\ \hat{Q}_j(q)\right\}$$

sau

$$\hat{P}_j(q)\ \hat{P}_j^{\bullet}(q) = \omega_j^2 \left[\frac{2\hbar}{\omega_j}\ \hat{a}_j^{\dagger}(q)\ \hat{a}_j(q) - \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\ \hat{Q}_j(q) - \frac{i}{\omega_j}\ \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\ \hat{P}_j^{\bullet}(q) - \right.$$

$$\left. - \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\ \hat{Q}_j(q) + \frac{i}{\omega_j}\ \hat{P}_j(q)\ \hat{Q}_j(q) + \hat{Q}_j^{\bullet}(q)\ \hat{Q}_j(q)\right]. \qquad \text{A.1.4}$$

Scanned with OKEN Scanner

Folosind în A.1.4 relaţiile 1.5.18 şi 1.5.19 obţinem

$$\hat{P}_j(\mathbf{q})\,\hat{P}_j^{\dagger}(\mathbf{q}) = \omega_j^2 \left\{ \frac{2\hbar}{\omega_j}\,\hat{a}_j^{+}(\mathbf{q})\,\hat{a}_j(\mathbf{q}) - \hat{Q}_j(\mathbf{q})\hat{Q}_j^{\dagger}(\mathbf{q}) + \right.$$
$$\left. + \frac{i}{\omega_j}\,[\hat{P}_j(\mathbf{q})\hat{Q}_j(\mathbf{q}) - \hat{Q}_j(-\mathbf{q})\hat{P}(-\mathbf{q})] \right\}. \qquad \text{A.1,5}$$

Din relaţia de comutare 1.5.13 rezultă

$$\hat{P}_j(\mathbf{q})\hat{Q}_j(\mathbf{q}) = \hat{Q}_j(\mathbf{q})\hat{P}_j(\mathbf{q}) - i\hbar. \qquad \text{A.1.6}$$

Folosind A.1.6 în A.1.5 şi adunînd în ambii membri ai acestei egalităţi $\omega_j^2\hat{Q}_j(\mathbf{q})\hat{Q}_j^{\dagger}(\mathbf{q})$, deducem

$$\hat{P}_j(\mathbf{q})\hat{P}_j^{\dagger}(\mathbf{q}) + \omega_j^2\hat{Q}_j(\mathbf{q})\hat{Q}_j^{\dagger}(\mathbf{q}) = 2\hbar\omega_j\hat{a}_j^{+}(\mathbf{q})\hat{a}_j(\mathbf{q}) +$$
$$+ \hbar\omega_j + i\omega_j[\hat{Q}_j(\mathbf{q})\hat{P}_j(\mathbf{q}) - \hat{Q}_j(-\mathbf{q})\hat{P}_j(-\mathbf{q})]. \qquad \text{A.1.7}$$

Făcînd uz de A.1.7 în expresia 1.5.14 obţinem 1.5.21.

Anexa 2

VITEZA ȘI ACCELERAȚIA UNUI ELECTRON ÎN POTENȚIAL PERIODIC. MASA EFECTIVĂ

Din mecanica cuantică se știe că viteza unei particule este egală cu viteza de grup a grupului de unde, care reprezintă mișcarea particulei. Unda asociată unui electron în mișcare este caracterizată prin vectorul de undă **k** și prin energia $E(\mathbf{k})$. Desigur că energia cinetică a electronului depinde de **k**, adică impulsul este

$$|\mathbf{p}| = \frac{h}{\lambda}$$

și

$$E = \frac{|p|^2}{2m} = \frac{|h^2|}{2m\lambda^2}\left(\frac{2\pi}{2\pi}\right)^2 = \frac{\hbar^2|\mathbf{k}|^2}{2m}. \qquad \text{A.2.1}$$

Pentru electron

$$\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}, \text{ deci } \mathbf{v} = \frac{\hbar}{m}\mathbf{k}. \qquad \text{A.2.2}$$

Prin derivarea relației A.2.1 în raport cu **k** rezultă

$$\frac{\partial E}{|\partial \mathbf{k}|} = \frac{\hbar^2}{m}\mathbf{k}. \qquad \text{A.2.3}$$

Înlocuind în A.2.2 pe **k** din A.2.3 rezultă

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial E}{|\partial \mathbf{k}|}. \qquad \text{A.2.4}$$

Deci viteza grupului de unde, sau viteza electronului în rețeaua cristalului este egală cu

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar}\operatorname{grad}_{\mathbf{k}} E. \qquad \text{A.2.5}$$

Dacă asupra unui electron dintr-un cristal acționează o forță exterioară F_{ext} în intervalul de timp dt, atunci variația energiei este egală cu lucrul mecanic efectuat de forța exterioară, adică

$$dE = \mathbf{F}_{ext} \cdot \mathbf{v} \cdot dt. \qquad \text{A.2.6}$$

Pe de altă parte deoarece energia electronului depinde de vectorul de undă **k**, în intervalul dt vectorul de undă **k** variază cu $d\mathbf{k}$. Deci din A.2.3 variația energiei electronului se scrie

$$dE = \operatorname{grad}_{\mathbf{k}} E \cdot d\mathbf{k} \qquad \text{A.2.7}$$

Scanned with OKEN Scanner

Identificînd A.2.6 și A.2.8 și înlocuind v din A.2.5 rezultă pentru variația vectorului de undă

$$\frac{\mathrm{dk}}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\hbar}\,\mathbf{F}_{ext}. \qquad \text{A.2.8}$$

Pentru a calcula accelerația datorită forțelor exterioare $\mathrm{a} = \frac{\mathrm{dv}}{\mathrm{d}t}$, în care $\mathrm{v} = v(\mathrm{k})$ (relația A.2.2) vom determina separat componentele accelerației într-un sistem cartezian. Pentru componenta a_x avem

$$a_x = \frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial v_x}{\partial k_x}\frac{\mathrm{d}k_x}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial v_x}{\partial k_y}\frac{\partial k_y}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial v_x}{\mathrm{d}k_z}\frac{\mathrm{d}k_z}{\mathrm{d}t}.$$

Ținînd seama de A.2.4 rezultă

$$a_x = \frac{1}{\hbar}\left(\frac{\partial^2 \mathrm{E}}{\partial k_x^2}\frac{\mathrm{d}k_x}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial^2 E}{\partial k_y^2}\frac{\mathrm{d}k_y}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial^2 E}{\partial k_z^2}\frac{\mathrm{d}k_z}{\mathrm{d}t}\right)$$

sau, utilizînd relația A.2.8

$$a_x = \frac{1}{\hbar^2}\left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2}F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_y}F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_z}F_z\right) \qquad \text{A.2.9}$$

și similar pentru celelalte componente:

$$a_y = \frac{1}{\hbar^2}\left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_y \partial k_x}F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial k_y^2}F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial k_y \partial k_z}F_z\right). \qquad \text{A.2.10}$$

$$a_z = \frac{1}{\hbar^2}\left(\frac{\partial^2 E}{\partial k_z \partial k_x}F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial k_z \partial k_y}F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial k_z^2}F_z\right). \qquad \text{A.2.11}$$

Se observă din aceste relații că expresia accelerației electronului sub acțiunea unei forțe exterioare este mai complicată decît relația din mecanică $\left(\mathrm{a} = \frac{1}{m}\,\mathrm{F}\right)$. Și în cazul mișcării electronului în cristal se poate ajunge la o relație de aceeași formă dacă se introduce un tensor $\frac{1}{m^*}$ ale cărui componente sînt date de

$$\frac{\overleftrightarrow{1}}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2}\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_y} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 E}{\partial k_y \partial k_x} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_y^2} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_y \partial k_z} \\ \frac{\partial^2 E}{\partial k_z \partial k_x} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_z \partial k_y} & \frac{\partial^2 E}{\partial k_z^2} \end{pmatrix} \qquad \text{A.2.12}$$

unde m^* se numește masa efectivă a electronului în cristal. Așadar

$$\mathrm{a} = \frac{\overleftrightarrow{1}}{\mathrm{m}^*}\,\mathrm{F}_{ext}. \qquad \text{A.2.13}$$

Această expresie arată că în cristal electronii sînt accelerați în mod diferit de modul în care sînt accelerați electronii liberi. Masa efectivă a electronilor care se mișcă într-o rețea periodică poate să fie mai mare sau mai mică decît masa electronilor liberi și poate să difere și ca semn. Faptul că masa efectivă este un tensor, arată că în cristal electronii nu sînt accelerați în direcția forței exterioare. În cazul unidimensional sînt posibile două situații: accelerarea electronilor se face în sensul forței exterioare sau în sens invers acesteia. În acest ultim caz, de accele-

Scanned with OKEN Scanner

rare în sens opus forței exterioare, masa efectivă este negativă. Masa efectivă a electronului în acest caz este echivalentă cu masa unei sarcini egale cu a electronului dar pozitivă care este numită gol.

Masa efectivă a electronului în cristal nu este întotdeauna descrisă de un tensor și în unele cazuri se poate reduce la un scalar. Această situație se realizează cînd variația vitezei unui electron pe fiecare axă de coordonate depinde doar de variația gradientului energiei pe direcția respectivă în raport cu componenta vectorului de undă pe acea direcție. În acest caz

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m^*} \begin{pmatrix} \frac{1}{m^*} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{m^*} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2}{m^*} \end{pmatrix}. \qquad \text{A.2.14}$$

Anexa 3

SIMBOLURI UTILIZATE

A.3.1. *Elemente electrice de circuit (pasive)*

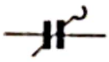
a) Fixe:

rezistență (rezistor)
condensator
condensator electrolitic
bobină cu miez

feromagnetic (joasă frecvență)
de ferită (radiofrecvență)
diamagnetic (de ex. alamă pentru frecvențe foarte înalte)

bec cu incandescență

b) Variabile:

semnul indică variabilitatea în trepte, de ex.:  cutie de condensatori decadică

semnul indică ajustabilitatea, de ex. bobină de radiofrecvență ajustabilă (cu șurubelnița)

semnul indică variabilitatea continuă, de ex.: rezistență variabilă (potențiometru)

A.3.2. *Conexiuni*

conductor
masă (șasiu)
pământare

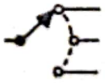
conductor ecranat
bornă accesibilă

bornă pentru lipitură (cosă)

bornă (bucșă) „de banană"

legătură (fixă) între conductori

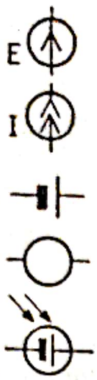
întrerupător



comutator

Scanned with OKEN Scanner

A.3.3. *Surse*



generator de tensiune constantă (ideal)

generator de curent constant (ideal)

sursă de curent continuu (chimică: baterie, acumulator)

sursă, în general; în interior

celulă solară

de curent continuu

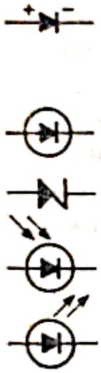
de curent alterativ (frecvență industrială)

de curent alternativ (audiofrecvență)

de curent alternativ (radiofrecvență)

A.3.4. *Dispozitive electronice de circuit*

a) Diode



diodă semiconductoare în general (semnele indică polarizarea în conducție directă)

diodă (sau alt element de circuit) încapsulată

diodă Zener (stabilizatoare)

fotodiodă

dioda luminescentă (LED)

diodă varactor (varicap)

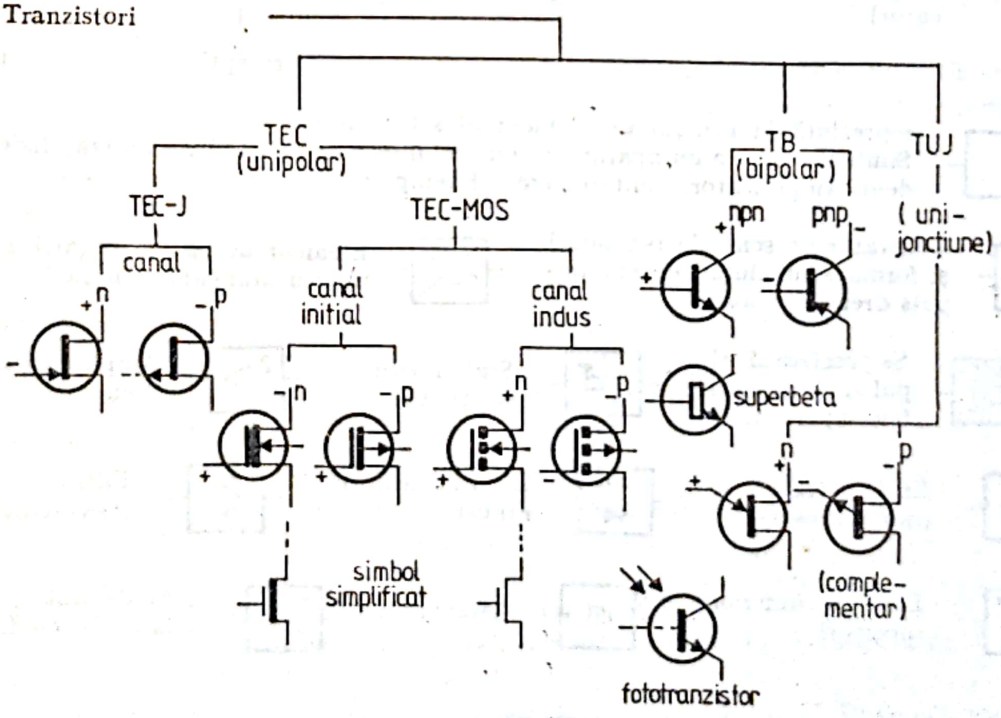
diodă tunel

diodă Schottky

diodă cu vid (circuitul de încălzire a filamentului nu este în general reprezentat)

tub cu descărcare în gaz (diodă cu catod rece)

b) Tranzistori



Canalul sau baza se reprezintă cu un segment îngroșat (întrerupt dacă este canal indus); o linie desenată înclinat pe acesta înseamnă o joncțiune care injectează (sau colectează) purtători. Săgeata indică sensul convențional al curentului determinat de purtători. Cercul semnifică

Scanned with OKEN Scanner

(riguros desenînd) încapsularea, adică o piesă discretă. Tranzistorii din schema unui circuit integrat complex apar, uneori, prin simboluri simplificate.

c) Dispozitive multijoncțiune

Tiristor

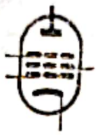
TUP
Tranzistor unijoncțiune* programabil

Triac

d) Tuburi electronice cu grile

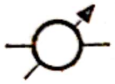
triodă

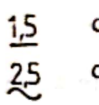
tetrodă


pentodă

tub multiplu (de ex. triodă-pentodă)

A.3.5. *Diverse alte simboluri*


Instrument de măsură analogic (V, mA, W, VE etc.)



clasa în c.c.
clasa în c.a.

testat la ... kV

magnetoelectric

cu redresor

feromagnetic

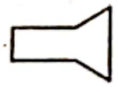
Poziția ...

orizontală

electrodinamic

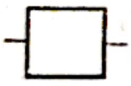
verticală

Osciloscop (tub catodic ca instrument indicator)


Tub catodic (cinescop) cu un spot

Antenă de recepție

emisie


reprezintă în general un element al schemei-bloc. Simbolizează fie un aparat (generator, înregistrator etc.) fie un etaj independent (amplificator, limitator etc.). Exemple:

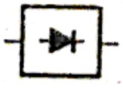
Generator de semnale (se indică și forma semnalului, de ex. impuls dreptunghiular)

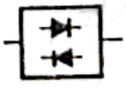
Element de conversie (aici redresor pentru alimentare în c.c.)

Se precizează tipul și performanțele aparatului

Stabilizator electronic

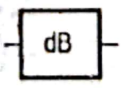
Amplificator (cu 2 etaje)


Etaj detector (sau redresor)

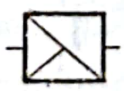

Discriminator de raport

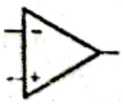
Filtru (trece-bandă)

Limitator(inferior-superior)



Atenuator


Etaj de amestec (modulare, hoterodinare)


Amplificator operațional (AO)

Transformator (de rețea)

Difuzor

Scanned with OKEN Scanner

BIBLIOGRAFIE

1. Anselm, A., *Vvedenie v teorii poluprovodnikov*, Gosizdat, Moskva, 1962.
2. Valenta, L., Jäger, E., *Vorlesungen uber Festkorperphysik*, Band 1, sect. B, VEB Deutscher Verlag der Wiessenschaften, Berlin, 1977.
3. Madelung, O. *Introduction to Solid-State Theory*, Springer Series in Solid-State Sciences, editors: M. Cardona, P. Fulde, H.J. Quesser, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1978.
4. Kittel, Ch., *Introducere în fizica corpului solid* (trad. din l. engleză), Editura Tehnică, București, 1972.
5. Kireev, P. S., *Fizica semiconductorilor* (trad. din l. rusă), Editura Științifică și Enciclo pedică, București, 1977.
6. Shalimova, K. V. *Fizica poluprovodnikov*, Energhia, Moskva, 1971.
7. Spânulescu, I., *Fizica tranzistorilor și principiile microminiaturizării* ,Editura Didactică și Pedagogică, București, 1973.
8. Spânulescu, I., Pârvan, R., *Principiile fizice ale microelectronicii*, Editura științifică și enciclopedică, București, 1981.
9. Dima, I., Munteanu, I., *Materiale și dispozitive semiconductoare*, Editura Didactică și Pedagogică, București, 1980.
10. Sze, C. M., *Physics of Semiconductors Devices*, John Wiley and Sons, New-York, Sidney, 1969.
11. Spânulescu, I., *Celule solare*, Editura științifică și enciclopedică, București, 1983.
12. Mott, N. F., Proc. Camb. Phil. Soc., *34*, 568 (1938).
13. Schottky, W., Naturwiss, *26*, 843 (1938).
14. Bethe, H. A., MIT Radiation Laboratory, Report 43—12 (1942).
15. Esaki, L., Phys. Rev. *109*. 603 (1958).
16. Stuetzer, O. M., Proc. IRE, *38*, 8 (1950).
17. Shockley, W., Proc. IRE, *40*, 1365 (1952).
18. Dasey, G. C., Ross, I.M. Proc. IRE, *41*, 970 (1953).
19. Middlebrook, R. D., Proc. IEEE, *51*, Lett., (1963).
20. Lilienfeld, I. E., U.S. Patent. 1. 745 (1930).
21. Bardeen, K., Brattain, W. H., Phys. Rev. *74*, 230 (1948).
22. Shockley, W., Bell System Tech. J., *28*, 435 (1949).
23. Moll, J. L., Ros, I. M., Proc. IRE, *44*, 72 (1956).
24. Spânulescu, I., Dima, I., Pârvan, R., *Metode electronice în fizica experimentală*, Editura Didactică și Pedagogică, București (1975).
25. Spânulescu, I., *Măsuri electrice și electronice*, vol. I—II, Universitatea București, 1971—1972.
26. Bódi, A., Cioară, P., *Dispozitive și circuite electronice*, p. I și p. II, Universitatea Babeș-Bolyai, Cluj-Napoca, (1980).
27. Kroemer, H., Der Drifttransistor, Naturwiss, *40*, 578 (1953).
28. Gunn, J. B., Solid State Comm., *1*, 88 (1963).

Scanned with OKEN Scanner

29. Ridley, H. B., Watkins T. B., Proc. Phys. Soc. (London), *78*, 293 (1951 Hilsum C., Proc. IRE, *50*, 185 (1965).
30. Popescu, I. M. și al., *Aplicații ale laserilor*, Editura Tehnică, București, 1979.
31. Maitland, A., Dunn, M. H., *Laser Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1969.
32. Sterian, P., *Transmisia optică a informațiilor*, vol. I—II, Editura Tehnică, București, 1981.
33. Cady, W. G., Proc. IRE, *10*, 83, (1922).
34. Hutson, A. B., și al., Phys. Rev. Lett., *7*, 237 (1961).
35. Spânulescu, I., *Fizica straturilor subțiri și aplicațiile acestora*, Editura științifică și enciclopedică, București, 1975.
36. Buznea, D., Teodorescu, O., *Calculatoare electronice*, Editura Militară, București, 1978.
37. Barna, A., *Amplificatoare operaționale*, Editura Tehnică. București, 1973.
38. Spânulescu, I., Spânulescu, S., *Prelucrarea, înregistrarea transmiterea și afișarea datelor*, Universitatea București, București. 1983.
39. Vătășescu, A. și al., *Circuite integrate liniare*, vol. I—II, Editura Tehnică, București, 1979, 1980.
40. Alecsenko, A. G., *Osnovî mikroshemotehniki*, Sovetskoe Radio, Moskva, 1977.
41. McGlyn, D., *Microprocessors, Technology. Arhitecture and Applications*, John Willey and Sons, Inc., 1976.
42. Dancea I., *Microprocesoare*, Editura Dacia. Cluj-Napoca, 1979.
43. Lupu, C., Tepelea, V., Purice, E., *Microprocesoare, Aplicații*, Editura Militară, București 1982.
44. Mureșan, T. și al., *Microprocesorul 8080 în aplicații*, Editura Facla, Timișoara, 1981.
45. Mușcutariu, I., *Cristale lichide și aplicații*,, Editura tehnică, București, 1981.

Scanned with OKEN Scanner